

Untersuchungen zum Festigkeits-, Verformungs- und
Versagensverhalten der Legierung Ti-6-22-22S
in Abhängigkeit von der Temperatur, der
Dehngeschwindigkeit und dem Spannungszustand

Von der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik der
Technischen Universität Chemnitz

genehmigte

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
Dr.-Ing.

vorgelegt

von Dipl.-Ing. Lutz Krüger
geboren am 27.05.1968

in Freiberg

eingereicht am 26.02.2001

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Lothar W. Meyer, Chemnitz
Prof. Dr.-Ing. Rudolf Kawalla, Freiberg
Dr.-Ing. Jörg Kumpfert, Köln

Chemnitz, den 27.03.2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Kenntnisstand	11
2.1	Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit . . .	12
2.1.1	Fließspannung, Festigkeit und Verformungsvermögen als Funktion der Dehngeschwindigkeit	13
2.1.2	Mechanische Zwillingsbildung	19
2.1.3	Ansätze zur Modellierung des Fließspannungs-Ver- formungs-Verhaltens unter einsinniger Belastung .	22
2.1.3.1	Phänomenologische Modelle	22
2.1.3.2	Metallkundliche Ansätze zur Beschreibung der Abhängigkeit der Fließspannung von Temperatur und Dehngeschwindigkeit .	24
2.2	Adiabatische Schervorgänge	29
2.2.1	Auftreten und Erscheinungsformen von adiabati- schen Scherbändern	30
2.2.2	Einflußgrößen auf die adiabatische Scherbandbildung	35
2.2.3	Untersuchungen von Scherzonen	41
2.2.4	Ansätze der Modellierung des Versagens unter schlag- artiger Belastung	46
2.3	Überlagerte Druckbeanspruchung	50
2.3.1	Einfluß von überlagerten Druckspannungen auf das makroskopische Werkstoffverhalten	50
2.3.2	Wirkung von überlagerten Druckspannungen auf das mikroskopische Versagensverhalten	53
2.3.3	Modellierung des Scherverhaltens unter überlager- ten Druckspannungen	55
2.4	Zusammenfassung des Kenntnisstandes	56
2.5	Zielsetzung der Arbeit	58
3	Untersuchungswerkstoff	60

4	Versuchsdurchführung	64
4.1	Einachsige Experimente	65
4.1.1	Zugversuche	65
4.1.2	Druckversuche	67
4.1.3	Scherversuche an Hutproben	71
4.2	Mehrachsige Experimente	74
4.2.1	Druck-/Scher- Experimente	75
4.2.2	Scherversuche mit überlagertem hydrostatischen Druck	79
4.2.2.1	Versuchsaufbau	79
4.2.2.2	Finite-Element-Simulation der Spannungs- und Verformungsverteilung	81
4.2.3	Versuche unter Stoßwellenbelastung-Platten-Impakt	87
4.2.3.1	Stoßwellenbeziehungen beim Platten- Impakt	87
4.2.3.2	Spannungs- und Formänderungszustände beim Platten-Impakt	89
4.2.3.3	Versuchsaufbau beim Platten-Impakt . .	91
5	Ergebnisse und Diskussion	93
5.1	Verhalten unter einachsiger Beanspruchung	93
5.1.1	Zugbelastung	93
5.1.2	Druckbelastung	95
5.1.3	Vergleich des Werkstoffverhaltens	102
5.1.3.1	Vergleich des Fließverhaltens unter Zug- und Druckbelastung	102
5.1.3.2	Vergleich des Fließverhaltens unter dy- namischer Druckbelastung von verschie- denen Titanwerkstoffen	105
5.1.4	Scherverhalten	109
5.2	Verhalten unter mehrachsiger Beanspruchung	111
5.2.1	Druck-/Scher-Belastung	111
5.2.2	Scherverhalten unter überlagertem Druck	118
5.2.3	Platten-Impakt in Abhängigkeit von der Temperatur	126
5.2.3.1	Beschreibung der Wellenprofile	126
5.2.3.2	Fließgrenze und Verfestigungsverhalten .	128
5.2.3.3	Spallationsfestigkeit	132
5.2.3.4	Vergleich der Fließspannungen unter ein- achsiger Spannung und einachsiger Deh- nung	134

5.3	Gefügeuntersuchungen	136
5.4	Modellierung der Fließgrenze	144
6	Zusammenfassung und Ausblick	153

1 Einleitung

Bei der konstruktiven Auslegung von technischen Bauteilen werden häufig Werkstoffkennwerte zugrunde gelegt, die in genormten Versuchen ermittelt wurden. Beispiele sind der Zug- und der Druckversuch sowie die Verfahren zur Bestimmung der Bruchzähigkeit. Bei diesen Verfahren wird die Prüfkraft pro Zeiteinheit auf den Prüfkörper überwiegend allmählich aufgebracht, so daß der Verformungsvorgang insgesamt im Bereich der quasistatischen Dehngeschwindigkeit stattfindet.

Der praktische Einsatz von Werkstoffen geht aber oft über solche Fälle hinaus, bei denen Kräfte allmählich auf Konstruktionen einwirken. Durch Schwingungen oder Stöße mit hoher Amplitude werden von quasistatischen Belastungsfällen abweichende Spannungen und Verformungen gemessen. Das Verstehen des Werkstoffverhaltens unter diesen schlagartigen, d.h. dynamischen Belastungen ist daher von großem Interesse und gewinnt weiterhin an Bedeutung, wenn schnell ablaufende Verformungsvorgänge simuliert werden sollen.

Auf der Basis schlagdynamischer Experimente werden Modelle entwickelt, mit denen, unter Verwendung geeigneter Simulationsprogramme, Aussagen zum Verhalten ganzer Bauteile, auch bei hohen Dehngeschwindigkeiten, getroffen werden. Die Simulation dieses Impakt-Verhaltens erfordert die Kenntnis von dynamischen Werkstoffkennwerten und des Werkstoffverhaltens unter der Berücksichtigung der Komplexität der Belastungsereignisse. Dabei ist davon auszugehen, daß für viele Anwendungsfälle die Beschreibung der Fließgrenze bis zu hohen Belastungsgeschwindigkeiten allein nicht ausreicht und Aussagen zum Festigkeits-, Verformungs- und Versagensverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur, der Dehngeschwindigkeit und dem Spannungszustand getroffen werden müssen.

Mit zunehmender Belastungs- oder Dehngeschwindigkeit und einachsiger Zug- oder Druckbeanspruchung sind unterschiedliche Reaktionen des Werkstoffes auf Festigkeit und Verformbarkeit bekannt. Im allgemeinen bleiben die Fließspannung und Festigkeit, z.B. bei vielen Aluminiumlegierungen, in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit nahezu unverändert oder steigen, z.B. bei Stählen, mit zunehmender Dehngeschwindigkeit an.

Bei der Verformungsfähigkeit sind mit steigender Dehngeschwindigkeit sowohl drastische Verminderungen bis hin zu Erhöhungen bekannt [1]. Dies führt zu dem Schluß, daß bereits eine Vorhersage des Werkstoffverhaltens unter einachsigen Belastungsbedingungen und hohen Dehngeschwindigkeiten mit entsprechenden Risiken behaftet ist und daher experimentelle Untersuchungen erforderlich sind.

In vielen Fällen der Hochgeschwindigkeitsbelastung treten jedoch, zumindest zum Teil, sehr hohe Verformungen, extrem hohe Dehngeschwindigkeiten und inhomogene Spannungs-, Verformungs- und Dehngeschwindigkeitsfelder im Werkstoff oder in Baugruppen auf. Beispiele sind das Hochgeschwindigkeitsspannen [2] und [3], das Hochgeschwindigkeitsumformen [4], Crash-Vorgänge und ballistische Prozesse, [5] und [6]. Neben der Vorhersage des Festigkeits- und Verformungsverhaltens sind hierbei besonders auch Kenntnisse zum Versagensverhalten von Interesse.

Zur Untersuchung des dehngeschwindigkeitsabhängigen Werkstoffverhaltens wurden eine Vielzahl von Meßmethoden entwickelt. Einen Überblick über die in der Praxis auftretenden Dehngeschwindigkeiten und einiger im Labormaßstab zur Messung des Werkstoffverhaltens geeigneten Prüfeinrichtungen zeigt Bild 1.1. Der überwiegende Teil der Belastungsfälle und der technologischen Umformverfahren findet zwischen quasistatischer Belastung und dynamischer Belastung, d.h. in einem Bereich der Dehngeschwindigkeit von etwa 10^{-4} s^{-1} bis 10^3 s^{-1} , statt.

Noch höhere Dehngeschwindigkeiten treten in Anwendungen der Luft- und Raumfahrt (z.B. Meteoriten-Impakt) und der Wehrtechnik (z.B. Penetration) auf.

Werden Werkstoffe schlagartigen Belastungen ausgesetzt, so kann sich das Verformungsverhalten gegenüber einer Verformung mit allmählicher Lastaufbringung deutlich verändern. Die makroskopisch aufgebrachte Verformung konzentriert sich bei diesen, in kurzen Zeiten ablaufenden, Prozessen im Werkstoff mikroskopisch in bestimmten Bereichen und es kann lokal zu sehr hohen Verformungen und einer darauf folgenden Aufhebung des Werkstoffzusammenhaltes kommen. Als Resultat versagt

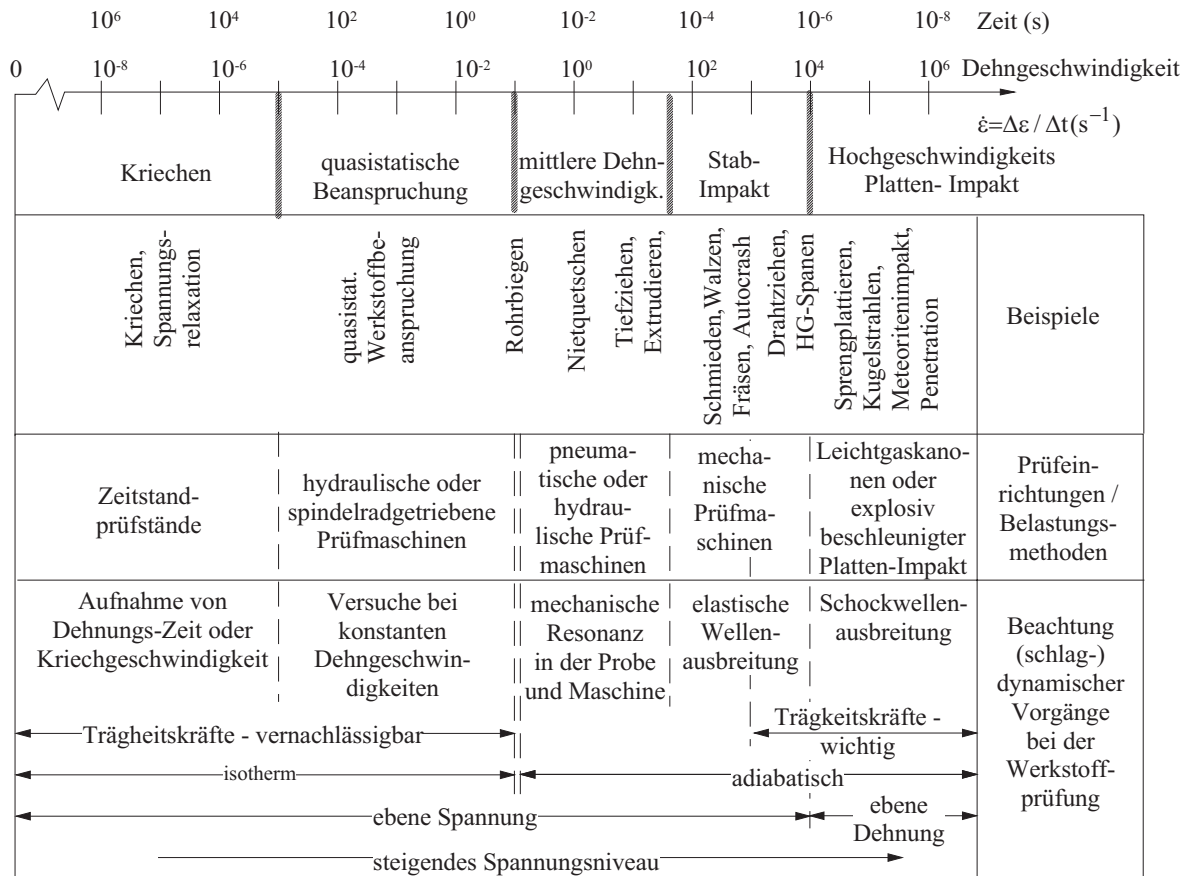


Bild 1.1: Wirkende Dehngeschwindigkeiten in der Praxis, dazu eingesetzte Prüfeinrichtungen und zu beachtende Aspekte bei der Werkstoffprüfung.

der Werkstoff dann im Vergleich zu allmählicher Lastaufbringung bei geringeren ertragenen Verformungen. Dieses Versagensphänomen von Werkstoffen ist unter dem Begriff der adiabatischen Scherung bekannt geworden.

Unter den metallischen Werkstoffen gelten gegenüber dieser Versagensart hochfeste Vergütungsstähle [7] und besonders Titanlegierungen als besonders empfindlich, z.B. [8].

Bisher wurde die Empfindlichkeit von metallischen Werkstoffen gegenüber dieser Versagensart überwiegend im dynamischen Druckversuch, im Torsionsversuch mit rohrförmigen Proben oder in Scherversuchen mit Hutproben bei Raumtemperatur untersucht.

Zur Untersuchung des Werkstoffverhaltens unter schlagdynamischer, mehrachsiger Beanspruchung, besonders aber zur Untersuchung adiabatischer Schervorgänge unter Berücksichtigung mehrachsiger Spannungszustände, sind dagegen bisher nur wenige Erkenntnisse vorhanden.

Diese Arbeit soll daher einen Beitrag zur Untersuchung des Werkstoffverhaltens in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit, der Temperatur und des Spannungszustandes leisten. Zunächst werden dazu einachsige Experimente in einem weiten Bereich der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit durchgeführt und der Einfluß auf das Fließ- und Verformungsverhalten bewertet. Aus diesen Experimenten werden Erkenntnisse erwartet, ob auch bei sehr hohen Dehngeschwindigkeiten thermisch aktivierte Prozesse das Fließverhalten dominieren.

Als eine besonders wichtige Einflußgröße auf das Werkstoffverhalten erweist sich der bei plastischer Verformung einwirkende Spannungszustand. Um dessen Wirkung auf das Scherverhalten unter schlagdynamischer Belastung untersuchen zu können, wird zuerst eine Probengeometrie eingesetzt, mit welcher die Wirkung des Einflusses relativ geringer Scherbelastungen zur aufgebrachten axialen Druckbelastung auf die Festigkeit und das Verformungsvermögen möglich ist.

Um Aussagen über das Scherverhalten unter überlagerten Druckbelastungen treffen zu können, wird, durch numerische Simulationen ergänzt, eine Versuchsanordnung entwickelt. Aus den Experimenten werden Erkenntnisse abgeleitet, wie adiabatische Schervorgänge durch gezielt einstellbare Druckbelastungen beeinflußt werden.

Als Werkstoff wird hauptsächlich die $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierung Ti-6-22-22S verwendet. In der Diskussion des Werkstoffverhaltens der Legierung Ti-6-22-22S unter einsinniger Belastung werden weiterhin eigene Untersuchungen an polykristallinem Titan und der am häufigsten eingesetzten Titanlegierung Ti-6Al-4V vorgestellt.

2 Kenntnisstand

Im folgenden Kapitel werden der Einfluß von Temperatur und Dehngeschwindigkeit auf das Festigkeits- und Verformungsverhalten unter einseitiger Belastung und die bei der plastischen Verformung von Metallen wirkenden metallkundlichen Mechanismen diskutiert. Danach werden Modellgesetze vorgestellt, die das Festigkeits- und Verformungsverhalten metallischer Werkstoffe unter hohen Dehngeschwindigkeiten beschreiben.

Unter den extremen Belastungsbedingungen der Hochgeschwindigkeitsverformung tritt das Phänomen der "adiabatischen Scherung" auf. Es werden Auftreten und Erscheinungsformen von adiabatischen Scherbändern vorgestellt und Einflußgrößen auf die Scherbandbildung besprochen.

Abschließend folgt die Diskussion des Festigkeits- und Verformungsverhaltens unter mehrachsigen Belastungsbedingungen, wobei sich überwiegend auf das Scherverhalten unter überlagerten Druckspannungen konzentriert wird.

2.1 Festigkeits- und Verformungsverhalten unter einachsiger Beanspruchung in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit und der Temperatur

Unter der Fließspannung k_f oder σ wird die Spannung verstanden, die im einachsigen homogenen Spannungszustand das Fließen eines Werkstoffes einleitet bzw. aufrecht erhält [9]. Sie ist von der Verformung ε , der Verformungs- oder Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$, der Temperatur T , dem hydrostatischen Druck σ_m und vom Werkstoff W selbst abhängig, Gleichung 2.1.

$$\sigma = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \sigma_m, W) \quad (2.1)$$

Die plastische Verformung in metallischen Werkstoffen beruht vor allem auf der Bildung von Versetzungen und deren Bewegung durch das Kristallgitter. Infolge der Einwirkung von Schubspannungen treten die Versetzungen in Wechselwirkung mit dem Gitter und den darin vorhandenen verschiedenen Hindernissen und bewirken das Fließen des Werkstoffes durch Abgleiten von Atomschichten längs bestimmter kristallographischer Ebenen und Richtungen.

Ein weiterer Mechanismus der plastischen Verformung ist die mechanische Zwillingsbildung. Dabei nehmen unter der Einwirkung von Schubspannungen Gitterbereiche über einen Schervorgang eine spiegelbildliche Anordnung ein. Im Vergleich zum Abgleiten ist die erreichbare Verformung durch mechanische Zwillingsbildung deutlich geringer. Sie tritt besonders dann auf, wenn die Anzahl der Gleitmöglichkeiten, z.B. in Metallen mit hexagonalem Gitter, gering ist oder die Abgleitung durch niedrige Temperaturen bzw. hohe Dehngeschwindigkeiten behindert wird, z.B. [10] und [11]. Versetzungsgleiten und Zwillingsbildung sind konkurrierende Prozesse, bei denen die jeweils niedrigere Fließspannung bestimmt, welcher Prozeß abläuft. Da die Zwillingsseinspannung in der Regel oberhalb der quasistatischen Fließspannung liegt, tritt Zwillingsbildung erst bei erhöhten Dehngeschwindigkeiten bzw. bei abgesenkten Temperaturen auf.

2.1.1 Fließspannung, Festigkeit und Verformungsvermögen als Funktion der Dehngeschwindigkeit

Bei den hier besprochenen Verformungen handelt es sich um Vorgänge, bei denen bei Temperaturen $< 0,4$ mal der Schmelztemperatur thermisch aktivierte Versetzungsbewegung durch Gleitung erfolgt und die Vorgänge des Kletterns von Versetzungen und Diffusionsvorgänge vernachlässigt werden können.

Wie Bild 2.1 zeigt, ist die Fließspannung von Metallen und Legierungen im Temperaturbereich $0\text{ K} \leq T \leq 0,3 \dots 0,4 T_S$ (T_S = Schmelztemperatur in K) unterhalb einer von der Dehngeschwindigkeit abhängigen Temperatur T_0 durch die Wirkung thermisch aktivierter Versetzungsbewegungen über kurzreichende Hindernisse von der Temperatur und Dehngeschwindigkeit abhängig, z.B. [12] und [13].

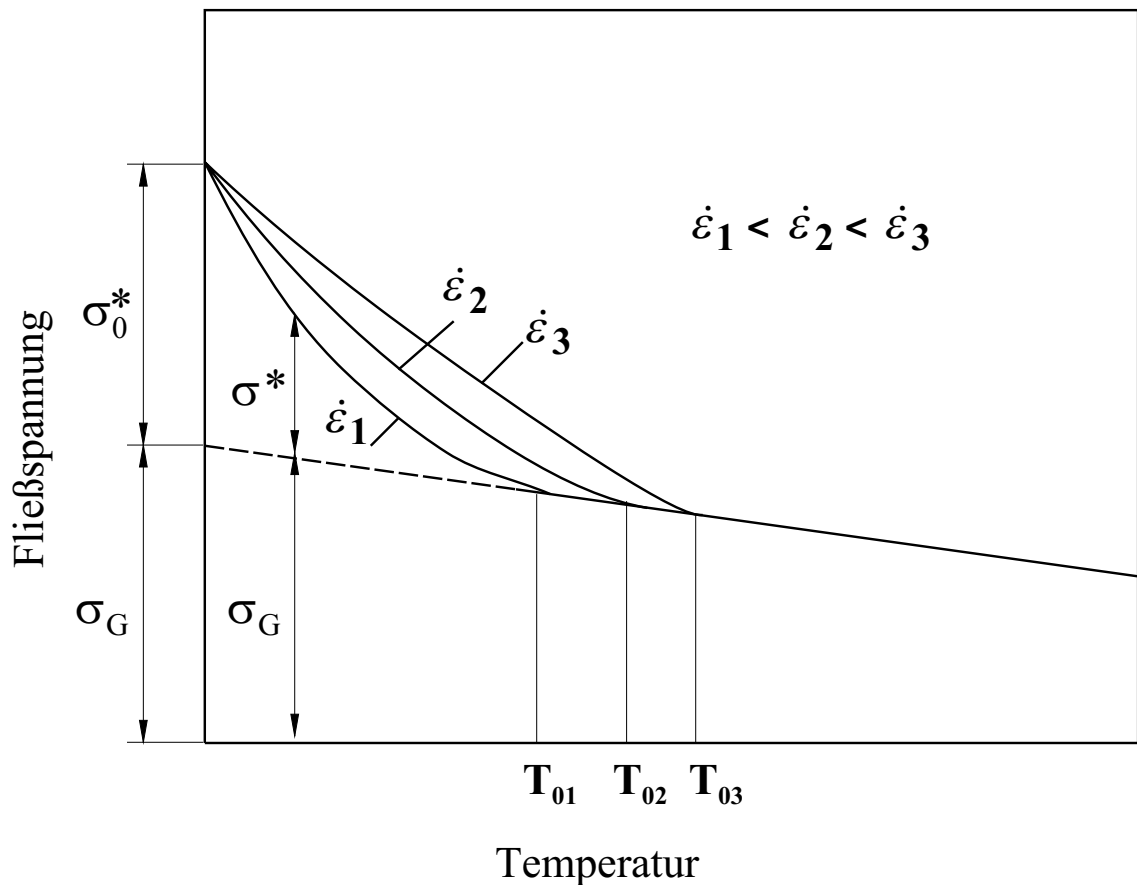


Bild 2.1: Thermische (σ^*) und athermische (σ_G) Komponente der Spannung und deren Einfluß auf die Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung nach [14].

Die Beweglichkeit der Versetzungen im Werkstoff wird dabei durch Hindernisse beeinflusst, welche mit inneren Spannungsfeldern verbunden sind und von den beweglichen Versetzungen überwunden werden müssen. Hindernisse stellen z.B. andere Versetzungen, Ausscheidungen, Fremdatome oder Korngrenzen dar [15]. Nach der Reichweite der Wirkung der Spannungsfelder um die Hindernisse werden diese in weitreichende und kurzreichende Hindernisse unterschieden [16]. Nur kurzreichende Hindernisse können durch thermische Gitterenergieschwankungen bei der plastischen Verformung überwunden werden.

Die Fließspannung σ ist daher in einen thermischen Anteil σ^* , welcher durch kurzreichende Hindernisse bestimmt wird und einen athermischen Anteil σ_G , der durch weitreichende Hindernisse bestimmt wird, aufspaltbar, Gleichung 2.2.

$$\sigma = \sigma_G(\text{Struktur}) + \sigma^*(T, \dot{\epsilon}, \text{Struktur}) \quad (2.2)$$

Ferner läßt sich der athermische Fließspannungsanteil σ_G additiv unter Vernachlässigung der Textur in mehrere Verfestigungsmechanismen unterteilen [17], Gleichung 2.3.

$$\sigma_G = R_{Vers} + R_{KG} + R_{MK} + R_{Teil} \quad (2.3)$$

Mit R_{Vers} = Versetzungsverfestigung, R_{KG} = Korngrößenverfestigung, R_{MK} = Mischkristallverfestigung, R_{Teil} = Teilchenverfestigung. Da alle aufgeführten Verfestigungsmechanismen zum temperaturabhängigen Schubmodul proportional sind, ist der athermische Fließspannungsanteil ebenfalls relativ schwach von der Temperatur abhängig.

Die Hindernisse für die Versetzungsbewegung in krz. Metallen unterscheiden sich deutlich von denen in kfz. Metallen. In beiden Fällen müssen sowohl kurzreichende als auch langreichende Hindernisse von den Versetzungen überwunden werden.

Die Verformung von kfz. Metallen, wie Al, Cu, Pb und Ni bei Dehngeschwindigkeiten zwischen 10^3 und 10^4 ergab eine lineare Abhängigkeit der Fließspannung von der Dehngeschwindigkeit. Sie wird von thermisch aktivierten Wechselwirkungen von Versetzungen mit Hindernissen bestimmt [18]. Die dominierenden kurzreichenden Hindernisse sind Punktdefekte, wie z.B. Leerstellen und Atome von Verunreinigungen und Waldversetzungen.

In krz. Metallen ist die Gitterreibung (Peierlsspannung) das dominierende kurzreichende Hindernis. Darunter wird die Spannung verstanden, die benötigt wird, um eine Versetzung durch ein ideales, ungestörtes Gitter zu bewegen.

Der Einfluß der Dehngeschwindigkeit und der Temperatur auf die Fließspannung ist besonders bei Stählen bereits umfassend untersucht worden, z.B. [1], [17], [19], [20], [21], [22].

Rosenfield und Hahn [14] ordneten für weiche Kohlenstoffstähle nach der Wirkung von Verformungsmechanismen das Spektrum von Temperatur und Dehngeschwindigkeit in vier Bereiche ein, Bild 2.2.

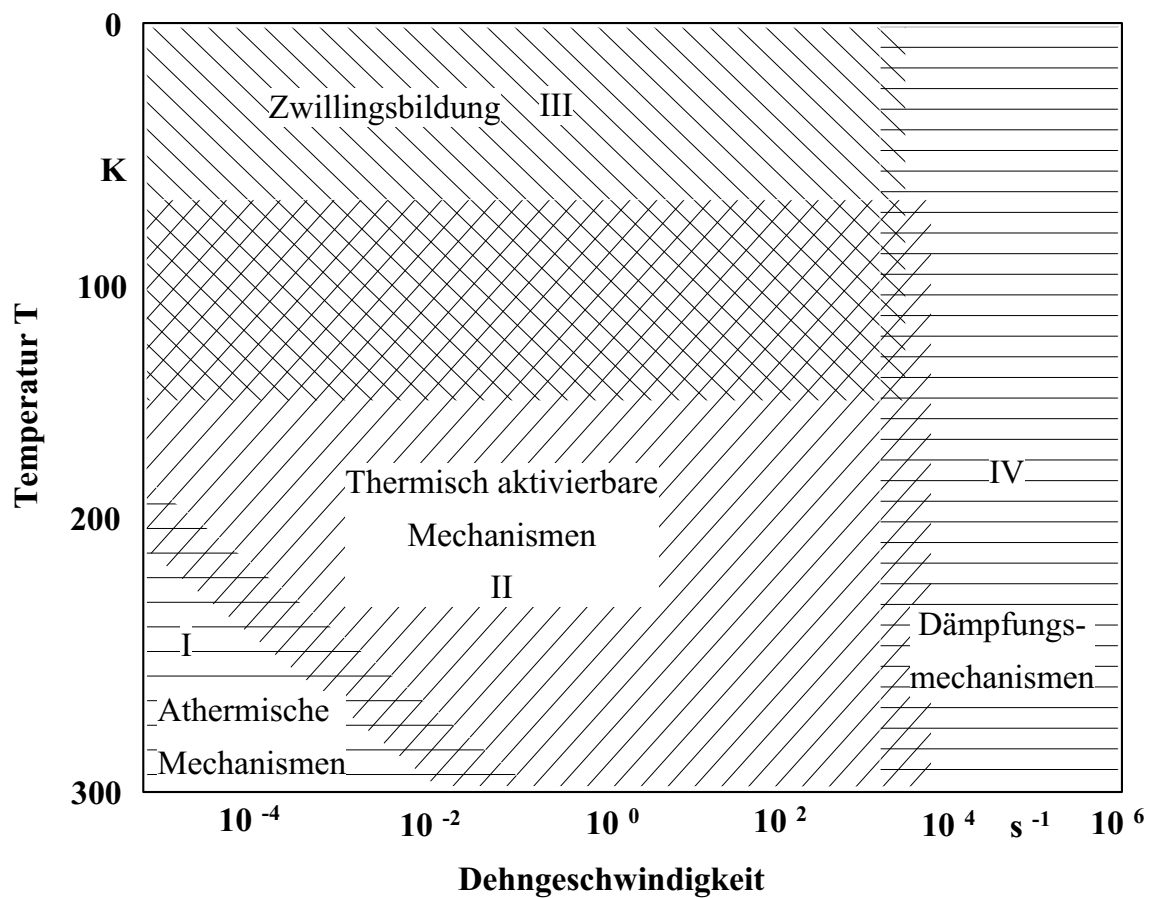


Bild 2.2: Abhängigkeit der Verformungsmechanismen für unlegierte Kohlenstoffstähle von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit nach Rosenfield und Hahn von 1966, [14].

Eine detaillierte Beschreibung der in den Bereichen wirkenden Mechanismen erfolgte z.B. von Krabiell und von Seeger, [12], [13] und [20].

Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht über die nach bisherigem Kenntnisstand im Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsbereich wirkenden Mechanismen.

Tabelle 2.1: Mechanismen der plastischen Verformung bei unterschiedlichen Temperaturen und Dehngeschwindigkeiten.

Bereich	Bereich von T und $\dot{\epsilon}$	Charakteristik
I: Athermische Mechanismen	$T \geq 170 \text{ K}$ $10^{-6} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	relative Unempfindlichkeit der Fließspannung gegenüber T und $\dot{\epsilon}$ · athermische Verformungsmechanismen bestimmen plastische Verformung (elastische Wechselwirkungen von Versetzungen mit Hindernissen mit weitreichenden Spannungsfeldern wie Korn- und Phasengrenzen, Fremdatomen, Ausscheidungen, Versetzungen)
II: Thermisch aktivierbare Mechanismen	$70 \leq T \leq 250 \text{ K}$ $10^{-4} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$	starke Empfindlichkeit der Fließspannung gegenüber T und $\dot{\epsilon}$ · thermisch aktivierbare Bewegung von Versetzungen, · Aktivierungsenergie $\Delta G(\sigma)$
III: Zwillingsbildung	$T \leq 150 \text{ K}$ $10^{-6} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$	Zwillingsbildung überlagert thermisch aktiviertes Fließen, Abhängigkeit der Fließspannung von T und $\dot{\epsilon}$ nimmt ab
IV: Dämpfung	$\dot{\epsilon} \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$	Annahme, daß thermisch aktiviertes Fließen weiter wirksam bleibt und daß ein zusätzlicher Mechanismus wirkt.

Im Bereich I ist die Fließspannung kaum von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit abhängig, und das Fließen wird von athermischen Verformungsmechanismen bestimmt.

Für den Bereich der Hochgeschwindigkeitsverformung sind besonders die Bereiche II bis IV von Interesse.

Im Bereich II wird allgemein angenommen, daß dem plastischen Fließen als dem entscheidenden metallkundlichen Mechanismus die thermisch aktivierbare Bewegung von Versetzungen zugrunde liegt und die dazu benötigte Spannung eine Funktion der bereitgestellten Aktivierungsenergie ist.

In Bereich III wird dem thermisch aktivierten Fließen die Zwillingsbildung überlagert und die Abhängigkeit der Fließgrenze von der Temperatur und Dehngeschwindigkeit nimmt ab.

Im Bereich IV wird bei sehr hohen Dehngeschwindigkeiten ab 10^3 s^{-1} teilweise ein überproportionaler Anstieg der Fließspannung in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit beobachtet. Es wird angenommen, daß der Mechanismus des thermisch aktivierten Fließens weiterhin wirksam ist und zusätzlich viskose Dämpfungseffekte ("phonon drag") der Versetzungsbewegung wirken.

Werden metallische Werkstoffe zug- bzw. druckverformt, so können unter Druckbeanspruchung höhere Fließgrenzen als unter Zugbeanspruchung ertragen werden. Diese Unterschiede im Fließverhalten werden als Spannungs-Differenz-Effekt (SD-Effekt) bezeichnet und wurden überwiegend in Stählen beobachtet, z.B. [1], [23], [24], [25], [26].

SD-Effekte können aber auch in Titanwerkstoffen auftreten, [27] und [28]. Die Höhe der Spannungs differenzen ist von der Dehngeschwindigkeit, der Temperatur und dem Werkstoff selbst abhängig.

Der überwiegende Teil der Untersuchungen zu SD-Effekten wurde bisher bei verschiedenen Temperaturen und in einem kleinen Bereich der Dehngeschwindigkeit unter quasistatischer Belastung durchgeführt.

Untersuchungen des SD-Effektes unter hohen und sehr hohen Dehngeschwindigkeiten, d.h. bei $\dot{\epsilon} \approx 100 \text{ s}^{-1}$ und darüber, sind dagegen selten. Von Meyer und Abdel-Malek [29] wurden kürzlich Ergebnisse publiziert, in denen Vergütungsstähle unter Zug- und Druckbelastung bis zu Dehngeschwindigkeiten von 10^3 s^{-1} untersucht wurden. Der SD-Effekt wurde bis zu höheren Verformungen gemessen und konnte mit konstitutiven Gleichungen beschrieben werden.

Macherauch und Vöhringer [30] beobachteten den SD-Effekt an restaustenithaltigen Stählen und erklärten ihn mit dem unterschiedlichen Stabilitätsverhalten des Restaustenites unter Zug- und Druckbeanspruchung. Unter Zugbeanspruchung ist demnach die Restaustenitumwandlung aufgrund der Vergrößerung des Volumens bei der Bildung von Martensit leichter als unter Druckbeanspruchung möglich. Neben Härtingsgefügen mit hohen Anteilen an Kohlenstoff und Restaustenit wird der SD-Effekt auch bei Stählen mit geringem Kohlenstoffgehalt gemessen.

Zur strukturmechanischen Beschreibung des SD-Effektes wurden Hypothesen aufgestellt, die von Mikrorissen, verformungsbedingten Volumenausdehnungseffekten, Restaustenit, Makro eigenspannungen oder Mikro eigenspannungen und von Wechselwirkungen zwischen Fremdatom und Versetzung ausgehen. Jedoch ist es bisher nicht möglich, mit einem Modell alle Phänomene des SD-Effektes strukturmechanisch ausreichend gut zu beschreiben [26].

Von Vöhringer wurden die den SD-Effekt in metallischen Werkstoffen beeinflussenden Größen in Bild 2.3 zusammengefaßt.

Werkstoffe	Einflußgrößen	$\Delta\sigma_{SD} = \sigma^d - \sigma^z$	Mechanismen
krz. Metalle (homogen)	$\sigma(T, \dot{\epsilon}, p)$	↑	von p abhängige thermische Aktivierung von Schraubenversetzungen
alle Metalle	Vorverformungsrichtung, ϵ_p, f_β	↑ ↓	Bauschingereffekt
krz. und hex. Metalle	Textur, ϵ_p	↑ ↓	Anisotropie der Gleitung bzw. Zwillingsbildung
FeC-Martensit (Vergütungsgefüge, Bainit)	c, ϵ_p	↑	Anisotropie der Fremdatom-Versetzungs-Wechselwirkung (RA, ES, ΔV , ...)
Gehärtete Stähle mit Restaustenit	f_{RA}, ϵ_p	↑	Anisotropie der verformungs-induzierten RA-Umwandlung
Eigenspannungsbehaftete Werkstoffe	$\sigma_{ES}(x, y, z), \epsilon_p$	↑ ↓	beanspruchungsabhängiger ES-Abbau
Sintermetalle	f_H	↑	Hohlräume (Poren)
Mehrphasige (heterogene) Werkstoffe	ϵ_p, f_β	↑	Einfluß des hydrostat. Spannungsanteils auf $\Delta V \neq 0$ infolge Mikrorissen, Poren, Hohlräumen

Bild 2.3: Einflußgrößen auf den Spannungs-Differenz-Effekt nach Vöhringer.

Untersuchungen von Bella [31] zum Einfluß von Wärmebehandlungsparametern auf die mechanischen Eigenschaften der $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierung Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Cr-2Mo im Zugversuch ergaben, daß bei geringen Lösungsglüh-temperaturen die β -Phase reich an β -stabilisierenden Elementen ist. Diese verzögern bei der Abkühlung die $\beta \rightarrow \alpha$ -Umwandlung und es bildet sich die mechanisch instabile β -Phase. Unter plastischer Verformung kann sich diese instabile β -Phase in primäre α -Phase umwandeln. Dies führt zu unbehinderter Dehnung und verringert die Fließspannung.

Chait [27] begründete das Auftreten des SD-Effektes dadurch, daß die Bildung von Zwillingen unter Druckbelastung schwieriger als unter Zugbelastung ist.

2.1.2 Mechanische Zwillingsbildung

Für kubisch raumzentrierte Metalle und Keramiken wird die Bewegung der Versetzungen hauptsächlich durch die Peierls-Nabarro Spannung als kurzreichendes Hindernis behindert.

Bei kubisch flächenzentrierten und hexagonalen Metallen sind bei tieferen Temperaturen Waldversetzungen die primären kurzreichenden Hindernisse für die Behinderung der Versetzungsbewegung.

Werden Werkstoffe mit Schockwellen belastet, so tritt, neben der Versetzungsbewegung, als bestimmender Verformungsmechanismus mechanische Zwillingsbildung auf. Dazu können auch Werkstoffe neigen, welche bei Umgebungstemperatur und allmählicher Belastung keine Bildung mechanischer Zwillinge aufweisen.

Mechanische Zwillingsbildung tritt bevorzugt bei tiefen Temperaturen und hohen Dehngeschwindigkeiten auf und kann als konkurrierender Prozeß zur Versetzungsgleitung betrachtet werden. Eine schematische Darstellung des Einflusses von Temperatur und Dehngeschwindigkeit auf die erforderliche Spannung, die für die mechanische Zwillingsbildung und Gleitung erforderlich ist, zeigt Bild 2.4.

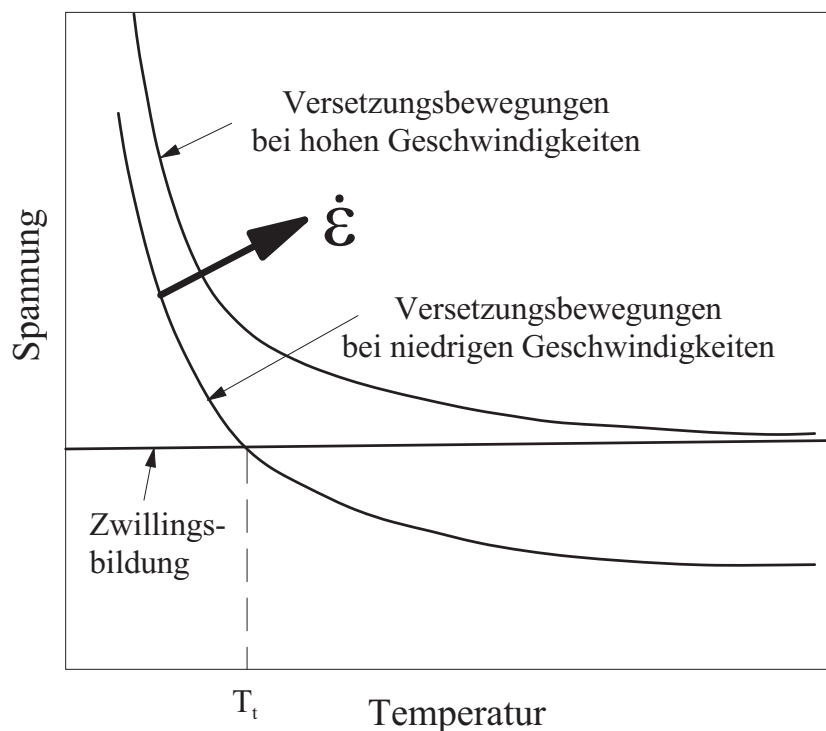


Bild 2.4: Schematische Darstellung des Einflusses von Temperatur und Dehngeschwindigkeit auf die Spannung für Gleitung und Zwillingsbildung nach Murr [32] und Gray [33].

Die geringe Temperaturabhängigkeit der erforderlichen Spannung für Zwillingsbildung ist ein Hinweis darauf, daß es sich um keinen thermisch aktivierten Mechanismus handelt.

Bei abnehmender Temperatur wird weiterhin die Versetzungsbewegung stark erschwert. Unterhalb der Temperatur T_t fließt der Werkstoff dann durch Zwillingsbildung.

Bei hohen Dehngeschwindigkeiten und bei Schockbelastung wird durch die Versetzungsbildungs- und -dynamik, aufgrund der thermischen Aktivierung der Versetzungsbewegung, die Kurve zu höheren Spannungen verschoben [34].

Der Mikromechanismus, der zur Initiierung von Zwillingen führt, ist die Anhäufung von Versetzungen. Es wird angenommen, daß Mikrogleitung für die Zwillingsbildung erforderlich ist. Der Mikromechanismus unterscheidet sich damit von dem bei der Initiierung der Gleitprozesse, bei dem die Spannungskonzentration an Korngrenzen aufgrund der elastischen Anisotropie des Metalles, verantwortlich ist [35].

Takeuchi [36] führte Untersuchungen zur Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Zwillings in einem Fe-Einkristall unter dynamischer Druckbelastung im Temperaturbereich von $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $123\text{ }^{\circ}\text{C}$ durch. Er fand, daß der Zwilling sich mit einer Geschwindigkeit von 2500 m/s ausbreitet und die Geschwindigkeit im untersuchten Temperaturbereich unabhängig ist. Diese Untersuchungen bestätigen, daß das Zwillings-Wachstum kein thermisch aktivierter Prozeß ist.

Untersuchungen des Einflusses der Dehngeschwindigkeit auf die Zwillingsspannung durch Harding (genannt von Meyers [37]) ergaben weiterhin, daß eine Erhöhung der Dehngeschwindigkeit von 10^{-3} s^{-1} auf 10^3 s^{-1} , d.h. um sechs Dekaden, lediglich zu einer Steigerung der Fließspannung um 30 % führt. Im Gegensatz dazu erhöht sich im gleichen Dehngeschwindigkeitsbereich die Fließgrenze bei Gleitung um über 80 %, [37].

Gleitprozesse sind also deutlich temperatur- und dehngeschwindigkeitsempfindlicher als die Zwillingsbildung.

In reinen Metallen mit kfz. Gitter und hoher Stapelfehlerenergie tritt mechanische Zwillingsbildung nur bei hohen Spannungsniveaus auf, die üblicherweise nur bei tiefen Temperaturen oder Schockverformung erreicht werden. Die Zwillingsspannung ist schwach von der Temperatur abhängig und erhöht sich mit steigender Temperatur etwas [33].

In hex. und krz. Metallen und Legierungen führt eine Steigerung der Dehngeschwindigkeit und / oder eine Absenkung der Temperatur zu einer erhöhten Häufigkeit der Verformungszwillingsbildung. Zusätzlich zu den Einflüssen von Temperatur und Dehngeschwindigkeit bestimmen die Textur und das c/a -Verhältnis den exakten Zwillingstyp (Zug oder Druck) [11].

Untersuchungen der Zwillingsbildung in hexagonalen Werkstoffen durch Gray [38] und Yoo [11] zeigen, daß sich die erforderliche Spannung zur Zwillingsbildung auf $\{10\bar{1}2\}$ -, $\{11\bar{2}1\}$ -, und $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen mit steigender Temperatur erhöht, während sich die erforderliche Spannung für $\{10\bar{1}1\}$ -Zwillingsbildung verringert.

Die Verformungsmechanismen sind in Titan als auch in Titanlegierungen sehr stark von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit abhängig. Im hexagonalen α -Titan sind nur vier unabhängige Gleitsysteme vorhanden [39]. Für die homogene plastische Verformung sind aber mindestens fünf voneinander unabhängige Gleitsysteme notwendig. Folglich sind Zwillingsysteme erforderlich, um die Verformung im Polykristall zu erhalten und die Zwillingscherung trägt zur Gesamtverformung bei. Die Zwillingscherung für eine bestimmte Ebene hängt sehr stark vom c/a -Verhältnis ab [11]. α -Titan, mit einem c/a -Verhältnis von 1,587, verformt sich bei niedrigeren Temperaturen überwiegend durch Prismengleitung von Versetzungen des a -Types.

Im Temperaturbereich von 77 bis 1073 K tritt in α -Titan die Verformung durch Gleitung vorwiegend auf der $\{10\bar{1}0\}$ -Ebene in der $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Richtung auf. Bei höheren Temperaturen wird zunehmend Sekundärgleiten auf $\{10\bar{1}1\}$ -Ebenen beobachtet [40].

Bei tiefen Temperaturen und hohen Dehngeschwindigkeiten tritt Verformung bevorzugt durch Zwillingsbildung auf und die Zwillingsdichte steigt nahezu linear mit dem Logarithmus der Dehngeschwindigkeit an, [41] und [40].

TEM-Untersuchungen von Follansbee und Gray [42] an hochdynamisch verformtem oder schockbelastetem Ti-6Al-4V, welches ein $(\alpha + \beta)$ -Gefüge aufweist, zeigen, daß unter diesen Belastungsbedingungen Zwillinge auf der $\{11\bar{2}1\}$ -Ebene vorherrschen.

Hingegen wird in der Substruktur des bei geringeren Dehngeschwindigkeiten verformten Ti-6Al-4V ebene Gleitung auf Basal-, Prismen- und Pyramidal-Ebenen beobachtet [33].

2.1.3 Ansätze zur Modellierung des Fließspannungs-Verformungs-Verhaltens unter einsinniger Belastung

Das Werkstoffverhalten bis zu hohen Dehngeschwindigkeiten kann durch konstitutive Gleichungen beschrieben werden. In diesen Gleichungen wird oft das Spannungs-Verformungs-Verhalten mit der Temperatur verknüpft.

Eigentlich sind physikalisch begründete Gleichungen erforderlich, um die Mikrostruktur und die Entwicklung der Mikrostruktur in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit und der Temperatur während des Verformungsprozesses beschreiben zu können. Da jedoch derartige Modelle häufig nicht verfügbar sind, werden oft empirische oder halbempirische Gleichungen zur Simulation der bei hohen Dehngeschwindigkeiten ablaufenden Umformprozesse eingesetzt. Diese Modelle basieren auf der mathematischen Beschreibung des gemessenen Werkstoffverhaltens.

In der Literatur finden sich phänomenologische und physikalisch begründete Werkstoffmodelle.

2.1.3.1 Phänomenologische Modelle

Für die Beschreibung der Fließspannung wurden zahlreiche Modelle entwickelt, die in die Hauptgruppen phänomenologisch und physikalisch-basiert eingeteilt werden können, z.B. [43], [44] und [45].

Für die Beschreibung der wahren Spannungs-Dehnungs-Kurve wurden u.a. die folgenden Gleichungen von Ludwik [46], Gleichung 2.4

$$\sigma = \sigma_0 + k'_L \varepsilon^{n'} \quad (2.4)$$

von Hollomon [47], Gleichung 2.5

$$\sigma = k_L \varepsilon^n \quad (2.5)$$

von Ramberg und Osgood [48], Gleichung 2.6

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^N \quad (2.6)$$

und von Voce [49], Gleichung 2.7, vorgeschlagen.

$$\sigma = \sigma_S - (\sigma_S - \sigma_1) \exp\left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right) \quad (2.7)$$

Durch Gleichung 2.8 läßt sich der Exponent der Hollomon-Gleichung in den der Ramberg-Osgood-Gleichung umrechnen.

$$n = \frac{1}{N} \quad (2.8)$$

Olson [50] schlug zur Beschreibung von hochfesten, wenig dehngeschwindigkeitssensitiven Stählen Gleichung 2.9 vor.

$$\sigma = \sigma_0(1 + a\varepsilon)^n e^{-b\varepsilon} \quad (2.9)$$

Mit den bisher vorgestellten Gleichungen ist der Einfluß der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit auf den Verlauf der Fließspannung nur durch die Variation der Parameter der Gleichungen möglich. D.h. für jede Dehngeschwindigkeit und Temperatur müssen die jeweiligen Konstanten bestimmt werden.

Eine Berücksichtigung der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit kann z.B. dadurch erfolgen, indem die Ludwik-Gleichung auf verschiedene Arten erweitert wird, z.B. Gleichung 2.10 [45].

$$\tau = \tau_0 + \gamma^n T^{-\nu} \dot{\gamma}_p^m \quad (2.10)$$

Das Modell von Johnson-Cook [51] ist eines der bekanntesten phänomenologischen Modelle, Gleichung 2.11. Es beschreibt ebenfalls das Fließspannungs-Verformungs-Verhalten in Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit.

$$\sigma = (\sigma_0 + B\varepsilon^n) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \left[1 - \left(\frac{T - T_{RT}}{T_S - T_{RT}}\right)^m\right] \quad (2.11)$$

$\sigma_0, B, n, C, \dot{\varepsilon}_0$ und m sind Parameter. T, T_S, T_{RT} sind die Prüftemperatur, Schmelztemperatur und Raumtemperatur.

2.1.3.2 Metallkundliche Ansätze zur Beschreibung der Abhängigkeit der Fließspannung von Temperatur und Dehngeschwindigkeit

Zu den physikalisch-basierten Modellen gehören das Modell von Zerilli und Armstrong, Gleichungen 2.12 bis 2.15 und das MTS-Modell von Follansbee und Kocks, Gleichung 2.18.

Das Modell zur Beschreibung der Fließgrenze für krz. Werkstoffe nach Zerilli und Armstrong zeigt Gleichung 2.12. Dieses Modell beschreibt die Abhängigkeit der Fließgrenze von der Temperatur und Dehngeschwindigkeit. B , n , k , K , σ_G , β_0 und β_1 sind Werkstoffkonstanten, die auf der Versetzungsmechanik basieren [37].

$$\sigma = c_0 + B e^{-\beta T} + K \varepsilon^n \quad (2.12)$$

$$c_0 = \sigma_G + k l^{-1/2}$$

$$\beta = \beta_0 - \beta_1 \ln \dot{\varepsilon}$$

Wie ein Vergleich des Fließspannungsverhaltens von Fe (krz.) und Cu (kfz.) in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit und der Temperatur zeigt [37], weisen Metalle mit kfz. Gitter in der Regel eine geringe Temperaturabhängigkeit der Fließgrenze auf und können mit Gleichung 2.13 beschrieben werden [52].

$$\sigma = c_0 + B_1 e^{1/2} e - \beta T \quad (2.13)$$

Im Vergleich mit dem Ansatz für krz. Werkstoffe erfolgt die Beschreibung der Fließspannung für hexagonale Werkstoffe, indem ein zusätzliches Spannungsinkrement $\Delta\sigma$ hinzuaddiert wird. Es wird davon ausgegangen, daß die mechanische Zwillingsbildung zu einer Verfeinerung der Körner und damit zur Erhöhung der Fließspannung beiträgt.

$$\Delta\sigma = k l^{-1/2} \quad (2.14)$$

Sind pro Korn N Zwillinge vorhanden, so erhöht die Zwillingsbildung die Fließspannung um das Inkrement $\Delta(\Delta\sigma)$

$$\Delta(\Delta\sigma) = k l^{-1/2} \left[(N + 1)^{1/2} - 1 \right] \quad (2.15)$$

Auf der Basis der Theorie der thermischen Aktivierung von plastischen Umformvorgängen, in denen der Einfluß der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit auf die Fließspannung und die Festigkeit verknüpft ist,

Von Follansbee und Kocks [18] wurde das Konzept des "mechanischen Schwellwertes" (mechanical threshold) vorgeschlagen. Die Aktivierungsenthalpie ΔG in Abhängigkeit von der Fließspannung berechnet sich aus Gleichung 2.16 und 2.17.

$$\Delta G = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^p \right]^q \quad (2.16)$$

$$k T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^p \right]^q \quad (2.17)$$

Mit den Parametern p und q wird die Form des Versetzungshindernisses beschrieben. Von Meyer [44] wurden Werte für diese werkstoffabhängigen Parameter zusammengefaßt.

$$\sigma = \sigma_a + (\hat{\sigma} - \sigma_a) \left[1 - \left[\frac{kT}{\Delta G_0} \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right) \right]^{1/q} \right]^{1/p} \quad (2.18)$$

Die Fließspannung σ ist eine Funktion der Referenzspannung $\hat{\sigma}$, der sogenannten "mechanical threshold stress" oder der Fließspannung bei 0 K.

$\hat{\sigma}$ läßt sich in die von der Geschwindigkeit unabhängige Komponente σ_a (athermischer Anteil), welche die Wechselwirkung von Versetzungen mit weitreichenden Hindernissen wie z.B. Korngrenzen charakterisiert und die von der Geschwindigkeit abhängigen Wechselwirkungen mit kurzreichenden Hindernissen σ_t (thermischer Anteil) zerlegen, Gleichung 2.19.

$$\hat{\sigma} = \sigma_a + \sigma_t \quad (2.19)$$

Das MTS-Modell wird überwiegend im englischsprachigen Raum verwendet.

Im deutschsprachigen Raum hat sich das gleiche Modell durchgesetzt, welches ebenfalls auf der thermischen Aktivierung der Versetzungsbewegung beruht und das temperatur- und dehngeschwindigkeitsabhängige Fließverhalten von Gußeisen mit Kugelgraphit [54] und [55], martensitischer und austenitischer Stähle [1], [56], sowie unlegierter und legierter Stähle [17] beschreibt.

Die Spannungsabhängigkeit der freien Aktivierungsenthalpie ΔG kann durch ein Potentialgesetz mit Gleichung 2.20 beschrieben werden.

$$\Delta G = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma^*}{\sigma_0^*} \right)^{\frac{1}{m}} \right]^{1/n} \quad (2.20)$$

σ_0^* ist die Fließspannung bei $T=0$ K und m und n sind Exponenten, welche die Form der in Bild 2.5 gezeigten Kraft-Abstands-Kurve zur Überwindung der Hindernisse beschreiben. Durch Macherauch [53] und Meyer [44] wurden die werkstoffabhängigen Exponenten zusammengefaßt, Tabelle 2.2.

Tabelle 2.2: Exponenten n und m nach Macherauch [53] und Meyer [44].

Werkstoff	$m=1/p$	$n=1/q$
reines Aluminium	1	1
reine hexagonale Metalle	1	1
Titanlegierungen	0,5	1
Eisen	2	1
Kohlenstoffstähle	4	1
homogene Kupferlegierungen	2	2/3

Die Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit von ΔG wird von der Arrhenius-Gleichung mit Gleichung 2.21 beschrieben und es folgt Gleichung 2.22 .

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[- \frac{\Delta G}{kT} \right] \quad (2.21)$$

$$\Delta G = kT \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \quad (2.22)$$

Das Einsetzen und Umformen von Gleichung 2.20 und 2.22 führt zum thermischen Anteil der Fließspannung σ^* .

$$\sigma^* = \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}}{\Delta G_0} \right)^n \right]^m \quad (2.23)$$

Für Temperaturen unterhalb des dehngeschwindigkeitsabhängigen Wertes T_0

$$T \leq T_0(\dot{\epsilon}) = \frac{\Delta G_0}{k \ln(\dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon})} \quad (2.24)$$

ergibt sich die gesamte Fließspannung bei konstanter Mikrostruktur aus Gleichung 2.25.

$$\sigma = \sigma_G + \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}}{\Delta G_0} \right)^n \right]^m \quad (2.25)$$

ΔG_0 ist die gesamte zur Überwindung des Hindernisses erforderliche Aktivierungsenthalpie, k ist die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und $\dot{\epsilon}_0$ eine Materialkonstante, die mit Gleichung 2.26 beschrieben wird.

$$\dot{\epsilon}_0 = \frac{\varrho_m b v}{M_T} \quad (2.26)$$

M_T ist der Taylorfaktor [57]. Er beschreibt den Zusammenhang zwischen makroskopischer und mikroskopischer Verformung der Körner in Polykristallen, b ist der Burgersvektor, v ist die mittlere Versetzungsgeschwindigkeit und ϱ_m die Dichte der beweglichen Versetzungen.

2.2 Adiabatische Schervorgänge

Werden metallische Werkstoffe sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten, z.B. bei der Hochgeschwindigkeitsbearbeitung [4] oder endballistischen Vorgängen [58], ausgesetzt, so können in ihnen Verformungsinhomogenitäten in der Form von adiabatischen Scherbändern auftreten.

Unter Scherbändern werden Zonen im Werkstoff verstanden, in denen sich die makroskopisch aufgebrachte plastische Verformung mikroskopisch in sehr eng begrenzten Bereichen konzentriert. Häufig geht von diesen extremen Verformungskonzentrationen bei weiterer Belastung das Versagen und damit die Aufhebung des Werkstoffzusammenhaltes aus. Durch die damit verbundene Reduktion der Energieaufnahme kommt dieser Umformvorgang makroskopisch einem Sprödbbruch nahe.

Der folgende Abschnitt nennt Beispiele, in denen adiabatische Schervorgänge beobachtet werden und grenzt die adiabatischen Scherbänder von anderen inhomogenen Erscheinungen der plastischen Verformung ab. Weiterhin werden Faktoren, welche die Bildung von adiabatischen Scherbändern beeinflussen, behandelt und mikrostrukturelle Beobachtungen in bzw. nahe von Scherzonen beschrieben. Abschließend sollen einige Möglichkeiten der Modellierung von Versagensprozessen bzw. der Formulierung von Instabilitätskriterien vorgestellt werden.

2.2.1 Auftreten und Erscheinungsformen von adiabatischen Scherbändern

Die Entdeckung und Untersuchung von adiabatischen Scherbändern in Versuchen bei hohen Dehngeschwindigkeiten geht bereits auf die Arbeiten von Zener und Hollomon [59] aus dem Jahr 1944 zurück, welche die Scherbandbildung auf die thermische Entfestigung infolge einer Verformungskonzentration zurückführten. Aufgrund von thermischen Eigenschaften der Werkstoffe und der Höhe der Dehngeschwindigkeit kann demnach die beim Verformungsprozeß entstehende Wärme nicht abgeführt werden und der Werkstoff entfestigt lokal.

Es handelt sich im engeren Sinne zwar nicht um rein adiabatische Vorgänge, da einige Teile der entstandenen Wärme abgeführt werden. Trotzdem wird bei schnell ablaufenden Umformvorgängen der Begriff "quasiadiabatisch" oder "adiabatisch" verwendet, da ein sehr großer Teil der entstandenen Wärme im Werkstoff verbleibt.

Das Auftreten von adiabatischen Scherbändern in technologischen Anwendungen, z.B. der Impakt-Belastung, Hochgeschwindigkeitsspan- und Verformungsprozessen, ist von grundlegender Bedeutung für die Auslegung von Bauteilen und der Optimierung von Prozessen. Adiabatisches Scherversagen unter Impakt-Belastung tritt z.B. in Crash-Zonen von Kraftfahrzeugen, bei schlagartiger Belastung von Flugzeugteilen durch Fremdkörper ("foreign object impact"), Mikrometeoriten-Impakt von Satelliten und beim Durchdringungsprozeß von Panzerungen durch KE-Geschosse auf.

In Hochgeschwindigkeitsverformungs- und Spanprozessen beeinflussen Scherprozesse die Qualität und Produktivität, wobei sich eine hohe Neigung zum Scherversagen im Spanprozeß durch Reduktion der Schnittkräfte positiv [60], im Verformungsprozeß durch die Reduktion der Verformbarkeit im Allgemeinen negativ [4] auswirkt.

Ähnliches trifft auf die Bewertung der Empfindlichkeit gegenüber dem Scherversagen von Panzerungs- und Penetratorwerkstoffen zu. Bild 2.6 und Bild 2.7 zeigen den Einfluß des durch Wärmebehandlung eingestellten Gefüges auf die Schutzwirkung einer 28,5 mm dicken Platte aus Ti-6Al-4V ELI nach Beschuß durch ein Splitterdarstellungsgeschoß nach [61].

Das Schadensbild in Bild 2.6 ist durch eine hohe Verformungsfähigkeit und damit hohe Energieaufnahme des feinkörnigen, nach dem Walzen im $(\alpha + \beta)$ -Gebiet unterhalb der β -Umwandlungstemperatur geglühten Werkstoffes und durch eine hohe Schutzleistung gekennzeichnet [61].

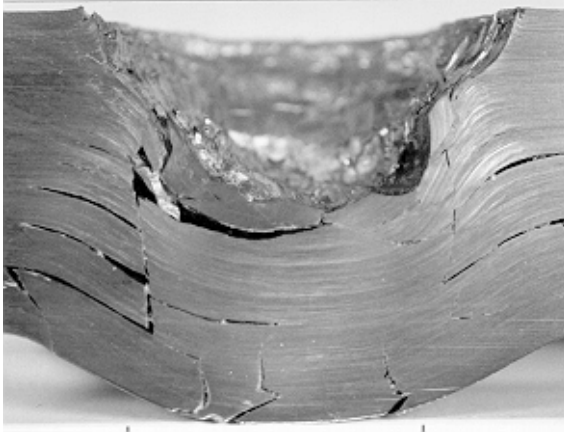


Bild 2.6: Unterhalb der β -Umwandlungstemperatur geglühtes Ti-6Al-4V. - "Bulging"

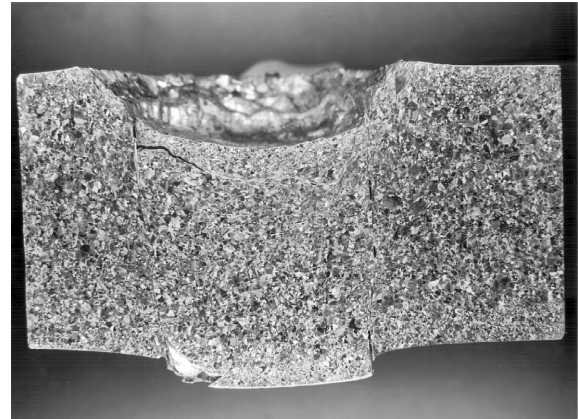


Bild 2.7: Oberhalb der β -Umwandlungstemperatur geglühtes Ti-6Al-4V. - "Plugging"

Ein durch Glühen oberhalb der β -Umwandlungstemperatur mit anschließender Luftabkühlung eingestelltes grobkörniges Gefüge in $(\alpha + \beta)$ -Widmanstättenanordnung zeigt ein durch "plugging", d.h. den Ausstoß von Werkstoff ohne wesentliche Energieaufnahme, gekennzeichnetes deutlich geringeres Schutzverhalten.

Ein Vergleich der quasistatisch ermittelten Werkstoffkennwerte für Streckgrenze und Zugfestigkeit der beiden Wärmebehandlungszustände, ergaben keine signifikanten Unterschiede, welche die deutlichen Unterschiede im Schutzverhalten erklären würden. Ein Vergleich der Energieaufnahme im Kerbschlagversuch an Charpy-Proben mit V-Kerb ergab sogar ein höheres Energieaufnahmevermögen des ballistisch schlechten Werkstoffzustandes [61].

Eigene Untersuchungen der beiden Werkstoffzustände im dynamischen Druckversuch bei Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} zeigten hingegen, daß das Druckspannungs-Stauchungs-Verhalten mit den unterschiedlichen Schutzleistungen korreliert und daß bei beiden Werkstoffzuständen durch adiabatische Scherung das Energieaufnahmevermögen reduziert wird [62].

In Werkstoffen für KE-Geschosse wurden von Magness [5] Untersuchungen zum Einfluß von Werkstoffeigenschaften auf die ballistische Leistungsfähigkeit durchgeführt. Er fand, daß im quasistatischen Zugversuch ermittelte Festigkeits- und Verformungskennwerte nicht im Zusammenhang mit der Durchdringungsleistung stehen, sondern daß die ballistische Leistungsfähigkeit von der Stabilität der plastischen Verformung an der Penetratorspitze bestimmt wird, [6] und [63]. Durch lokale Scherprozesse im Bereich der Penetratorspitze bei geringen Verformungen wird im Durchdringungsprozeß der Penetratorwerkstoff fortlaufend angeschärft und ein Aufpilzen verhindert.

Das Versagen des Penetratorwerkstoffes an dessen Spitze hängt nach Magness von dem Werkstoffverhalten bei hohen Dehngeschwindigkeiten und unter hohen lokalen hydrostatischen Drücken ab.

Wie in dynamischen Druck-/Scher-Versuchen an Wolframsinterwerkstoffen gezeigt werden konnte, trägt eine hohe Neigung des Werkstoffes zum adiabatischen Scheren wesentlich zur Verbesserung der Eindringleistungen bei, [64] und [65].

Die adiabatischen Schervorgänge sind nicht nur auf Metalle beschränkt, sondern werden auch in Gesteinen, keramischen Werkstoffen und Polymerwerkstoffen beobachtet [66]. Ferner gelten Scherinstabilitäten in Sprengstoffen als auslösender Mechanismus der Detonation.

Nach dem metallographischen Erscheinungsbild werden adiabatische Scherbänder in Metallen gewöhnlich in Deformations- und Transformationsscherbänder unterteilt [67].

Deformationsscherbänder sind Zonen mit einer hohen Konzentration der plastischen Verformung ohne Phasenumwandlung. Sie grenzen sich von den bei isothermen Umformprozessen auftretenden isothermen Scherbändern dadurch ab, daß höhere Verformungen beobachtet werden. Deformationsscherbänder treten häufig in Nichteisenmetallen, Eisen, Stählen mit niedrigem C-Gehalt und hochkohlenstoffhaltigen Stählen mit grober Gefügebildung auf [67]. Sie werden aber auch in Wolframsinterwerkstoffen beobachtet, Bild 2.8.

Bai und Dodd [66] geben als Merkmal für Deformationsscherbänder lokale Verformungen zwischen 5 und 100, lokale Dehngeschwindigkeiten von 10^4 bis 10^6 s^{-1} , Temperaturerhöhungen von mehreren hundert Grad und Scherbandbreiten zwischen 10 und $100 \mu\text{m}$ an.

Untersuchungen von Timothy [68] zeigen, daß Deformationsscherbänder Vorläufer für Transformationsscherbänder sein können, dies jedoch von der Temperaturleitfähigkeit und anderen Werkstoffeigenschaften abhängt.

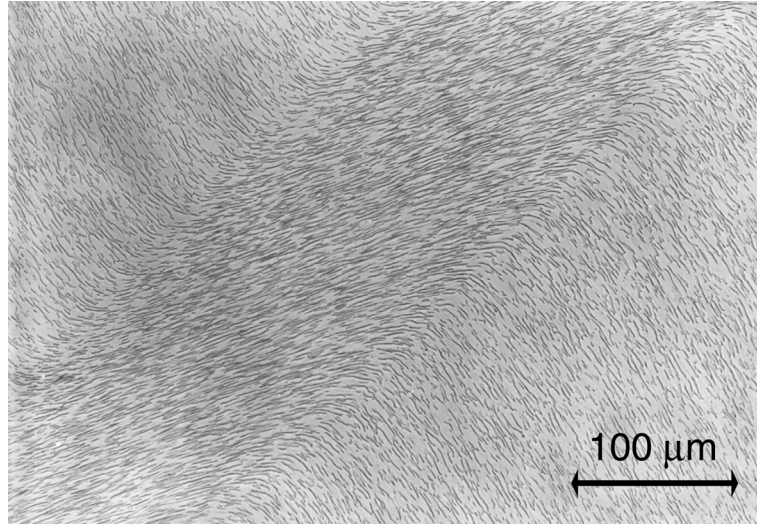


Bild 2.8: Deformationsscherband in einem Wolframsinterwerkstoff [69].

Transformationsscherbänder grenzen sich von dem benachbarten Gefüge im allgemeinen deutlich ab, Bild 2.9. Sie werden besonders in Werkstoffen beobachtet, die mindestens eine Phasenumwandlung zeigen können.

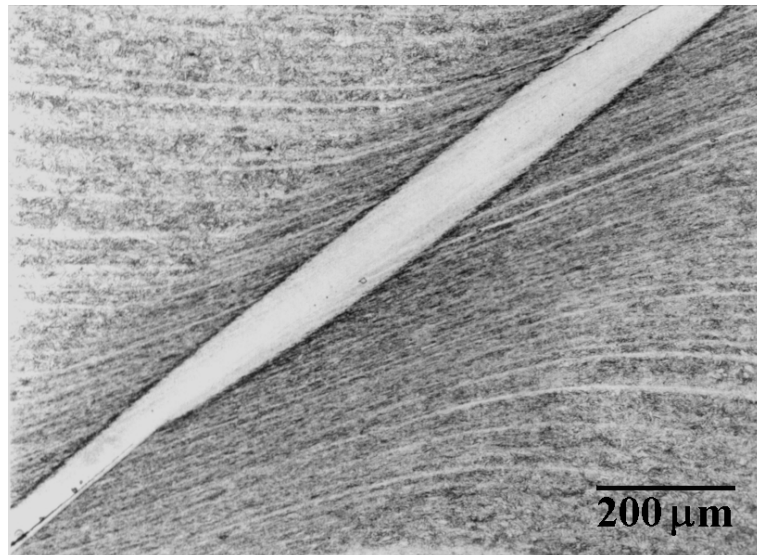


Bild 2.9: Transformationsscherband in einem hochfesten Vergütungsstahl.

Dazu gehören besonders Uranlegierungen, Titanlegierungen und Stähle. In Stählen werden diese Scherbänder als nicht oder nur gering anätzbare Streifen oder Bänder beobachtet, Bild 2.9.

Diese lichtmikroskopisch hell erscheinenden "Transformations"-Scherbänder sind jedoch das Resultat einer sich gebildeten Rekristallisationsstruktur, verbunden mit aufgelösten Karbiden, die beim Ätzen gegenüber dem Grundgefüge eine höhere Beständigkeit aufweist und nicht das Ergebnis einer Phasenumwandlung [70].

Bei Verformungsprozessen können neben adiabatischen Scherbändern auch Gleitbänder entstehen. Gleitbänder treten entlang aktiver kristallographischer Ebenen auf und sind oft auf einzelne Körner beschränkt. Adiabatische Scherbänder sind dagegen nicht kristallographisch orientiert und über bis zu Hunderten von Körnern ausgedehnt. Mit einer Dicke von etwa 10^{-6} m sind Gleitbänder deutlich feiner als adiabatische Scherbänder, für die in etwa Dicken von $5 \cdot 10^{-6}$ bis $3 \cdot 10^{-3}$ m beobachtet werden und die zwischen 10 und einige hundert Körner enthalten, [66] und [71].

2.2.2 Einflußgrößen auf die adiabatische Scherbandbildung

Wie bereits von Zener und Hollomon [59] ausgeführt, ist eine der Ursachen für die adiabatische Scherlokalisierung die starke Abhängigkeit der Entfestigung durch die adiabatische Wärmeentwicklung. Im Detail handelt es sich jedoch nicht um ein einfaches Entfestigungsproblem oder den einfachen Wettstreit zwischen Verformungsverfestigung und temperaturbedingter Entfestigung [72]. Vielmehr gibt es eine bedeutende Anzahl von Werkstoffeigenschaften und Einflußfaktoren, welche untereinander komplex zusammenwirken und Bildung, Wachstum und Ausbreitung von adiabatischen Scherbändern steuern, Bild 2.10.

Werkstoffeigenschaften:

- Dichte
- spezifische Wärme
- Wärmeleitfähigkeit
- Temperaturleitfähigkeit

Werkstoffverhalten:

- Verformungsverfestigung
- temperaturbedingte Entfestigung
- Verformungs-Geschwindigkeits-Verfestigung

Werkstoffvorgeschichte:

- Vorverformung
- Verformungsgrad

Externe Bedingungen:

- Höhe, Intensität, Energie, Änderung der Belastung
- Temperatur
- Dehngeschwindigkeit

Adiabatische Scherbandbildung

Spannungszustand:

- Anteil und Höhe von:
- Scherspannung, Scherung
 - hydrostatischem Druck
 - Mehrachsighkeitsgrad des Spannungszustandes

Gefüge:

- Größe, Form, Abstand, Zahl, Orientierung und Verteilung:
 - > weiterer Phasen
 - > Einschlüsse
 - > Ausscheidungen
- Textur, Porosität, Fehler
- Stabilität gegen Temperatureinflüsse
- dynamische Rekristallisation
- Versetzungsannihilation

Bild 2.10: Einflußfaktoren auf das Werkstoffversagen durch adiabatische Scherung.

Als externe Bedingung zählt die Temperatur zwar als Haupteinflußgröße, da durch sie die Festigkeit beeinflußt wird. Jedoch ist das Werkstoffverhalten bei Änderung der Temperatur auch vom Gittertyp anhängig. Kubisch raumzentrierte Metalle weisen z.B. eine hohe Temperaturabhängigkeit der Fließgrenze, aber geringe Änderungen im Verfestigungsverhalten mit der Temperatur auf. Die Fließgrenze von kubisch flächenzentrierten Metallen ist dagegen gegenüber der Temperatur wenig sensitiv, jedoch ist das Verfestigungsverhalten stark temperaturabhängig. Hexagonale Metalle liegen im Fließspannungs- und Verfestigungsverhalten zwischen dem der kubisch raumzentrierten

und kubisch flächenzentrierten Metalle. Durch das Achsverhältnis c/a wird weiterhin bestimmt, ob begünstigt Gleitvorgänge auf Basal- oder Pyramidalebene stattfinden.

Die Erhöhung der Temperatur wirkt sich auf die Verformungsfähigkeit allgemein positiv aus. Jedoch kann sich in bestimmten Temperaturbereichen z.B. durch Ausscheidungsvorgänge oder Phasenumwandlungen die Umformfähigkeit verringern.

In Legierungen und Verbundwerkstoffen wird die Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit des Fließverhaltens weiterhin von Ausscheidungen, weiteren Phasen, Teilchen und / oder Fasern beeinflusst.

Bei sehr tiefen Temperaturen des flüssigen Heliums wurden von Kula 1966 ebenfalls adiabatische Scherbänder in metallischen Legierungen bei quasi-statischer Belastung beobachtet [73]. Die sonst erforderliche hohe Dehngeschwindigkeit als Bedingung für eine adiabatische Scherbandbildung wird hier durch die geringe Wärmekapazität bei Tieftemperatur erfüllt [74].

Die Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung selbst kann die Neigung zur Verformungslokalisierung ebenfalls beeinflussen. Allgemein wird bei Werkstoffen mit einer starken Empfindlichkeit der Fließspannung gegenüber der Dehngeschwindigkeit ein höherer Widerstand gegenüber der Verformungslokalisierung beobachtet [72]. Jedoch sind auch Werkstoffe, wie z.B. die Al-Legierung 7075-T73 bekannt, welche eine geringe Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließgrenzen bei 0,2 %, 4 % und 10 % [75] aufweisen und nicht zum adiabatischen Scherversagen neigen.

Eine Analyse von Estrin [76] zeigt, daß die thermophysikalischen Eigenschaften ebenfalls die Bildung und Ausbreitung von Scherbändern beeinflussen können.

Timothy [68] und Shahan [77] ordneten metallische Werkstoffe nach der Temperaturleitfähigkeit und dem Verformungsvermögen bis zur Lokalisierung der Verformung in 3 Bereiche ein. Werkstoffe mit geringer Temperaturleitfähigkeit und einem geringen Verformungsvermögen neigen nach dieser Einordnung zur Bildung von Transformationscherbändern (Bereich 1). Dazu zählt z.B. Ti-6Al-4V. Werkstoffe mit größeren Temperaturleitfähigkeiten und einem höheren Verformungsvermögen, z.B. die Al-Legierung 6061-T6, bilden Deformationsbänder,

welche sich nicht in Transformationsbänder umwandeln (Bereich 2). Werkstoffe aus Bereich 3, mit den höchsten Temperaturleitfähigkeiten und dem größten Verformungsvermögen, dazu zählt Cu, weisen breitere Verformungszonen auf.

Theoretische Betrachtungen durch Batra und Kim [78] zeigen für einfache Scherverformungen von viskoplastischen Werkstoffen, daß reale Werte der Wärmeleitfähigkeit nur geringe Auswirkung auf die Verformung, bis Scherbandbildung einsetzt, haben.

Die bisher genannten Korrelationen von Eigenschaften und Werkstoffen beinhalten implizit die Annahme, daß die Werkstoffe als makroskopisch homogen angenommen werden können.

Auf einer mikrostrukturellen Betrachtungsebene kann der Werkstoff nicht mehr als Kontinuum aufgefaßt werden. Von Meyers [79] wurden mögliche Initiierungsmechanismen der Scherbandbildung nach externen geometrischen und internen mikrostrukturellen Faktoren unterteilt und schematisch dargestellt, Bild 2.11.

Externe Initiatoren sind Regionen von Spannungs- und Verformungskonzentrationen. Die Konzentration der Verformung führt zu einer Temperaturerhöhung in diesem Bereich und einer damit verbundenen lokalen Entfestigung. Mikrostrukturelle Stellen sind Regionen, in denen verschiedene Mechanismen zu lokaler Entfestigung führen.

Die Werkstoffvorgeschichte, darunter werden hier die Art und Größe einer plastischen Vorverformung verstanden (z.B. Schmieden, Tordieren, Schockbelastung), beeinflussen ebenfalls das Festigkeits- und Versagensverhalten.

Durch eine Vorverformung unterhalb der Rekristallisationstemperatur wird u.a. die Versetzungsdichte im Werkstoff erhöht. Die Fließspannung und die Empfindlichkeit zur adiabatischen Scherung steigen an und das Umformvermögen sinkt, z.B. [65] und [80].

Andrade [81] untersuchte den Einfluß einer vorangegangenen Schockverformung mit Drücken von etwa 40 GPa auf das dynamische Scherverhalten und die Scherbandbreite von Kupfer. Er führte dynamische Scherverversuche mit Hutproben durch und fand, daß sich die Scherbandbreite im geglühten Zustand von $\sim 400 \mu\text{m}$ auf $\sim 200 \mu\text{m}$ im geschockten Zustand verringert. Diese erhöhte Verformungslokalisierung steht im direkten Zusammenhang zum reduzierten Verformungsverfestigungsverhalten.

Pintat [82] untersuchte den Einfluß der Vorverformung und der Belastungsgeschwindigkeit auf das Scherverhalten von unlegierten Stählen. Er fand, daß eine Vorverformung, besonders im Bereich geringer Umformgrade mit anschließender statischer Reckalterung die Anfälligkeit

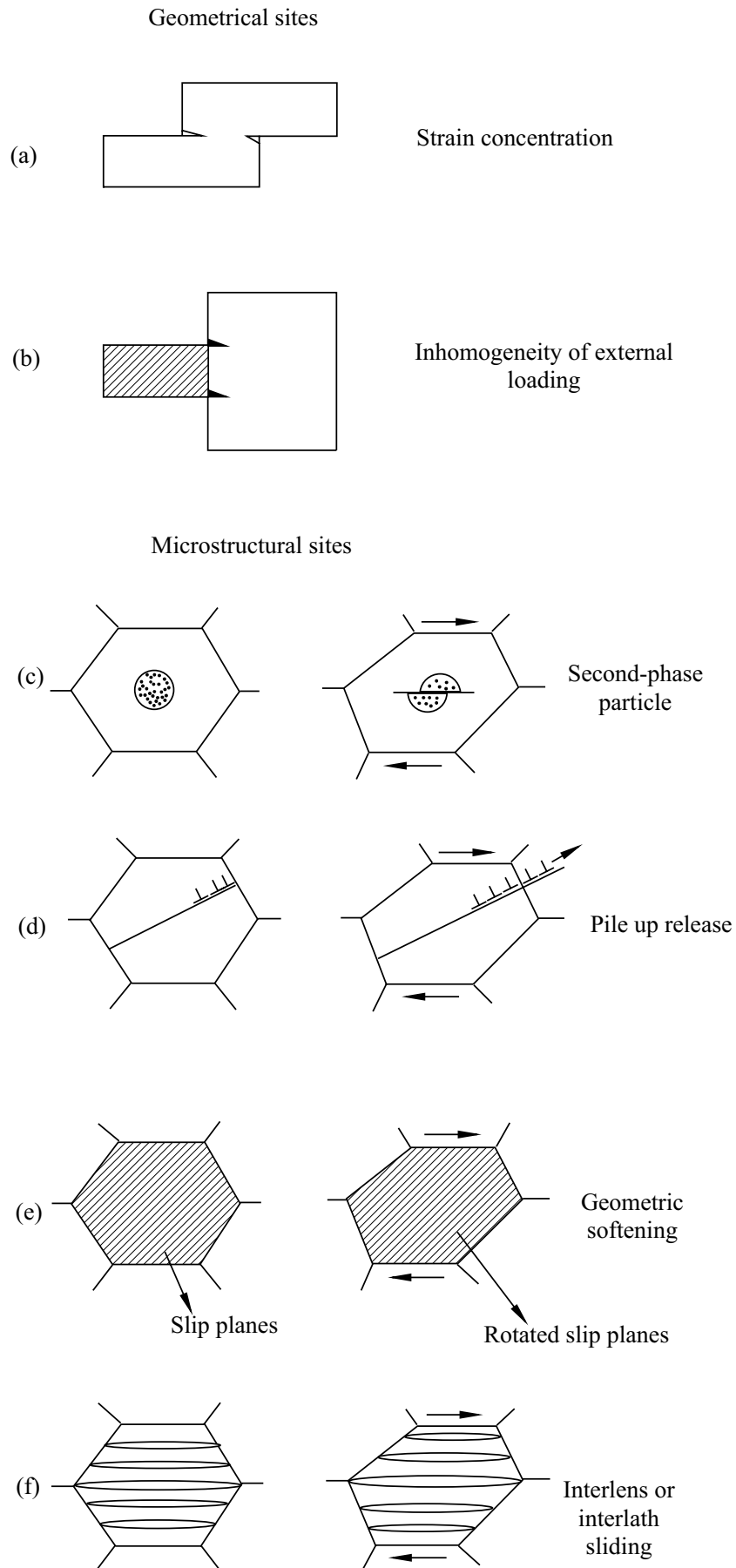


Bild 2.11: Bildung von Scherbändern an geometrisch und mikrostrukturell bedingten Stellen nach Meyers [37].

eines Werkstoffes gegenüber der inhomogenen Scherung erhöht [83]. Eine Steigerung der Belastungsgeschwindigkeit führte zu ausgeprägteren Inhomogenitäten in der Verformung, einer Verringerung der Scherzonenbreite und der Abnahme der geleisteten Verformungsarbeit [82].

Klepaczko untersuchte ebenfalls den Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf das Scherverhalten von Stahl [84] und Ti-6Al-4V [85]. Die untersuchten Stähle zeigten fast alle eine sehr hohe Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit über $10^3 s^{-1}$. Dabei wurden mit zunehmender Dehngeschwindigkeit steigende Werte für die maximale Scherspannung gemessen. Im Gegensatz dazu stieg die Verformungsfähigkeit bis zum Scherversagen zunächst bis $10^3 s^{-1}$ an. Über $2 \times 10^4 s^{-1}$ wurde dann ein starker Abfall der Verformungsfähigkeit gemessen. Die Geschwindigkeit beim Wechsel der Verformungsfähigkeit wird von Klepaczko [84] mit "Critical Impact Velocity" bezeichnet und als eine Werkstoffkonstante angesehen.

Der in der Gefügestruktur liegenden Ursache der Bildung und Ausbreitung von Scherbändern kommt große Bedeutung zu. Unter der Gefügeausbildung werden z.B. die Korngröße, Einschlüsse, Texturen, Korngrenzen und Anteile weiterer Phasen verstanden.

Untersuchungen zur Auswirkung der Ausbildung des Gefügezustandes auf das Scherverhalten des amerikanischen Stahlwerkstoffes SAE 4340 wurden in [86] und [87] durchgeführt. Durch die Wahl verschiedener Erhitzungsverfahren und unterschiedlicher Austenitisierungs- und Anlaßbedingungen wurden der Anteil von Verunreinigungen, sowie die Form und Verteilung der Karbide eingestellt und deren Einfluß auf das Scherverhalten unter quasi-statischer und dynamischer Belastung untersucht. Bei Variation der Austenitisierungstemperatur von 845 bis 1090 °C wurden keine Unterschiede in der maximal ertragenen Spannung, jedoch beim Energieaufnahmevermögen gemessen [87].

Die Art des Gefüges, d.h. die Form und Verteilung einer weiteren Phase scheint die Bildung, aber auch die Erscheinungsform der adiabatischen Scherbänder zu beeinflussen. So ist in Gefügen mit Widmannstätten Ferrit oder mit Perlit die Bildung von Deformationsscherbändern wahrscheinlicher. Dagegen werden in Gefügen mit unterem Bainit oder angelassenem Martensit Transformations- oder Umwandlungsscherbänder beobachtet [67].

Zurek und Follansbee [88] analysierten das Festigkeits- und Versagensverhalten von Wolframsinterwerkstoffen und Uranlegierung unter hohen Dehngeschwindigkeiten und erhöhten Temperaturen. Die stärkere Neigung der Uranlegierung zum Scherversagen wurde mit einer bei höheren Temperaturen einsetzenden Phasenumwandlung in Verbindung gebracht.

Die Auswertung des Schrifttums ergibt, daß der Spannungszustand einen sehr wesentlichen Einfluß auf die Entstehung einer Scherbandbildung besitzt.

Für die Bildung von Scherbändern sind im allgemeinen Belastungsverhältnisse erforderlich, bei denen überwiegend ein Druckspannungszustand zusammen mit hohen Dehngeschwindigkeiten herrscht. Bei der Wirkung von Zugspannungen wird das Werkstoffversagen hingegen durch die Bildung und das Wachstum von Poren und Rissen herbeigeführt.

Die Rolle der Gefügestruktur beim Versagen des Werkstoffes unter überwiegender Druckspannung ist nur teilweise bekannt. So zeigte Shockey [74] in metallographischen Untersuchungen an Werkstoffresten von Impakt-Experimenten, daß sich die Scherbänder überwiegend an Stellen extern aufgebrachtter Spannungsdiskontinuitäten bilden. Die Ausbreitung der Scherbänder wird dann von den makroskopisch ausgeprägten Spannungen und Verformungen bestimmt. Diese Ergebnisse lassen Shockey schlußfolgern, daß das Gefüge im Vergleich zum wirkenden Spannungszustand eine untergeordnete Bedeutung auf das Scherverhalten besitzt.

Wurden ein Kohlenstoffstahl und ein niedrig legierter Vergütungsstahl 4340 ohne externe Spannungskonzentration belastet, so stellte Shockey ebenfalls fest, daß Einschlüsse, Anteilen einer weiteren Phase, Korngrenzen und Tripelpunkten keinen Einfluß auf die Ausbreitung von Scherbändern haben.

Dagegen wirken sich durch Walzen entstandene Texturen an 4340 Stahl auf die Scherbandbildung, besonders bei geringen Sprengkräften, stark aus [74].

Der Gefügebau besitzt nach Shockey aber dann Bedeutung, wenn auf das Werkstoffverhalten Einfluß genommen wird. So stehen eine hohe Härte und hohe Festigkeiten in Zusammenhang mit einem geringen Verformungsverfestigungsvermögen und beeinflussen stark die Neigung zum adiabatischen Scheren [74].

2.2.3 Untersuchungen von Scherzonen

Zum Einfluß des Gefüges auf die Initiierung und Ausbreitung von adiabatischen Scherbändern und zur Mikrostruktur in voll entwickelten Scherbändern wurden eine große Anzahl von Untersuchungen, zunächst überwiegend an Stählen, im weiteren Verlauf aber auch an Nichteisenmetallen, durchgeführt. Einheitliche Aussagen bzw. Erklärungen zur Auswirkung von Gefügezuständen auf die Scherbandbildung liegen jedoch noch nicht vor.

Adiabatische Scherbänder gelten als bevorzugte Stellen, an denen das Versagen des Werkstoffes stattfindet. Das Versagen kann entweder durch Sprödbbruch (Bild 2.12) nach Entlastung oder durch einen duktilen Bruch auftreten.

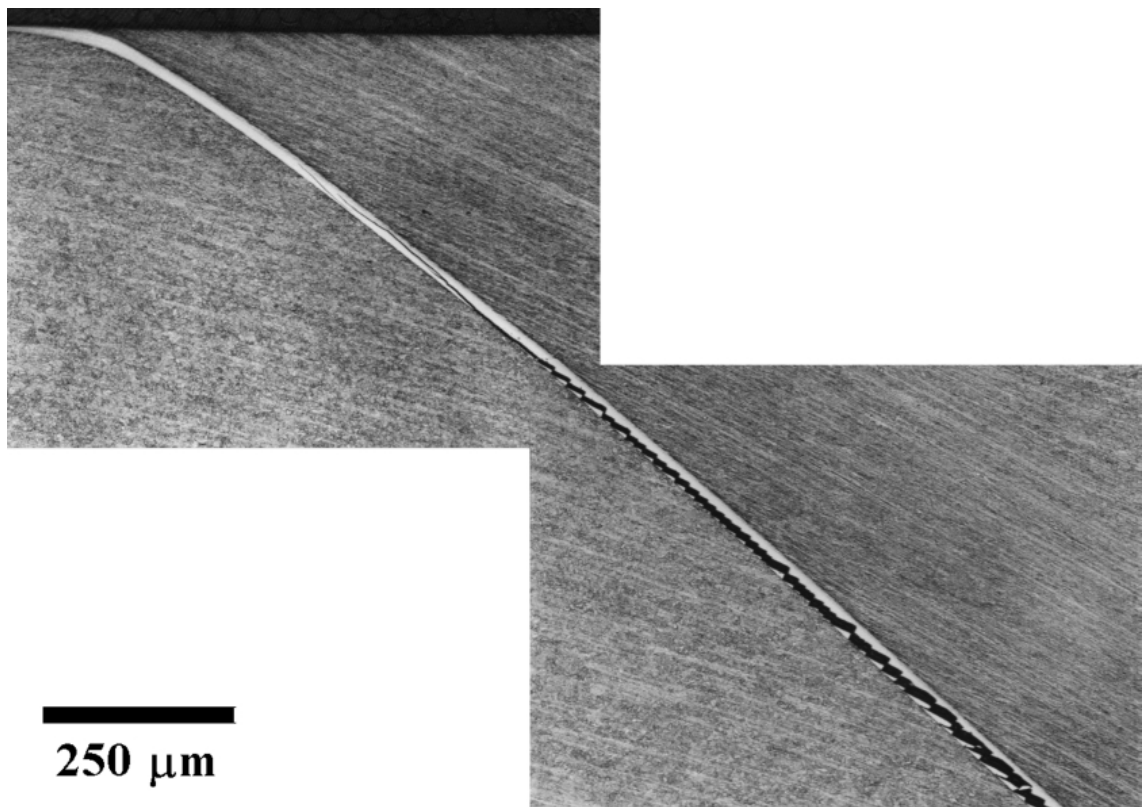


Bild 2.12: Aufreißen eines Scherbandes in 30 CrMo 5 2, Werkstoff-Nr. 1.7263

Beim Scherprozeß wird der Werkstoff lokal im sich entwickelnden und ausbreitenden Scherband sehr stark erwärmt und besitzt dort im Vergleich zum umgebenden Grundwerkstoff eine geringere Fließspannung. Durch Zugspannungen können sich dann im Scherband Poren bilden und der Werkstoff versagt durch Wachstum und Zusammenschluß

dieser Poren. Die Bruchflächen weisen dann Bereiche mit sehr stark gestreckten Poren auf, Bild 2.14.

Nach dem Abkühlen des Scherbandes kann dieses aber auch härter und spröder als der umgebende Grundwerkstoff sein. Durch lokale Zugspannungen ist dann ein Aufreißen möglich und die Scherbänder stellen bevorzugte Pfade für die Rißausbreitung dar. Bild 2.12 zeigt als Beispiel ein vollständig entwickeltes adiabatisches Scherband und anschließende Rißbildung in einem vergüteten Stahl 30CrMo 5 3.

Eigene [62] und fremde [89] Untersuchungen an Bruchflächen von gescherten und aufgebrochenen Proben zeigen weiterhin, daß unmittelbar im Scherband Temperaturen herrschen können, bei denen der Werkstoff lokal im teigigen Zustand vorliegt oder es sogar teilweise zu einem Aufschmelzen kommen kann, Bild 2.13 und 2.14.

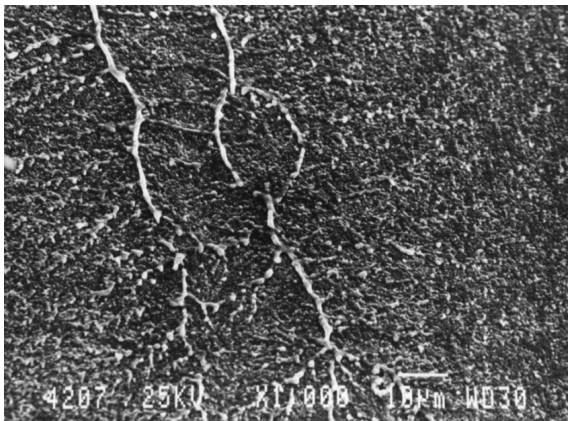


Bild 2.13: Aufgeschmolzene Zone in 30NiCrMo 14 5, 1.6947.

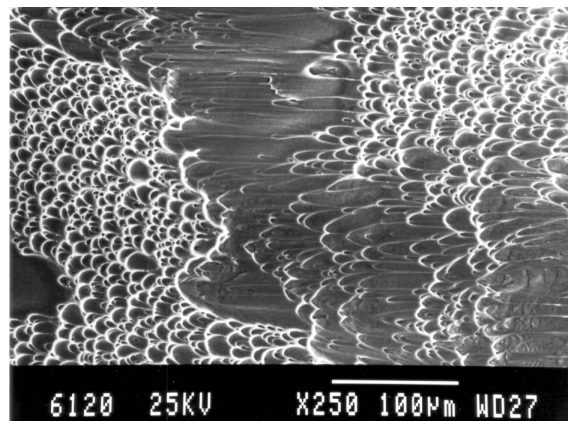


Bild 2.14: Verformungswaben in Ti-6Al-4V.

Wie Bild 2.15 zeigt, ist sowohl die Härte im Scherband als auch dessen Breite vom Werkstoff abhängig.

Werkstoffe mit einem hohen Verformungsverfestigungsvermögen, wie z.B. Fe und Al, zeigen nur lokalisierte Verformungszonen, da sich die Verformung durch die relativ hohe Verformungsverfestigung verteilt.

Sowohl in Titan und der Titanlegierung als auch in den Vergütungsstählen wurden dagegen deutlich stärker verformte und konzentrierte Scherbänder in Form von Deformations- oder sogenannten Transformationsscherbändern beobachtet. Wie Mikrohärtemessungen im Scherband des Vergütungsstahles 45CrMoV6 7 zeigen, kann im Vergleich zum Grundwerkstoff eine Härtesteigerung von bis zu 240 % auftreten.

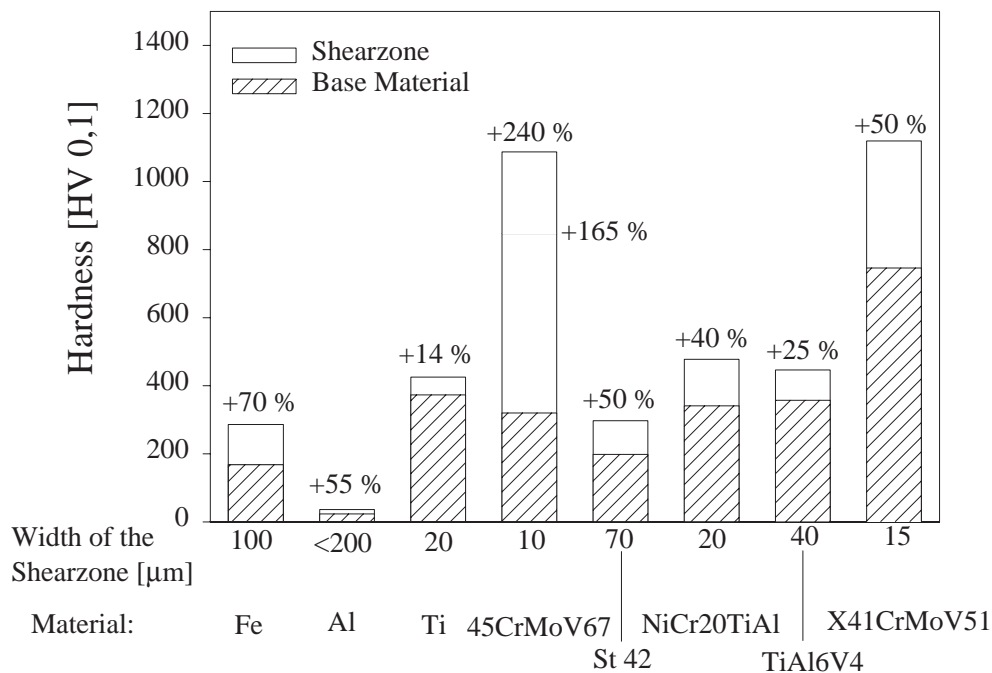


Bild 2.15: Vergleich der Mikrohärtigkeit von Grundwerkstoff und in der Scherzone und der Breite von Scherzonen, [90] und [91].

Eigene Mikrohärtetemessungen in Scherzonen von Vergütungsstählen zeigen im Vergleich zum benachbarten Gefüge eine deutliche Aufhärtung von 750 HV_{0,01} in der Scherzone gegenüber einer Härte von 500 HV_{0,01} im benachbarten Grundwerkstoff, Bild 2.16. Im Gegensatz dazu läßt sich in Scherzonen in Ti-6Al-4V keine Härteerhöhung messen, Bild 2.17. Diese Untersuchungen der Härte stimmen mit denen von Meyers und Wittman für AISI4320 QT-Stahl [92] und für Ti und Ti-6Al-4V von Grebe [93] überein.

TEM-Untersuchungen von adiabatischen Scherbändern führten zu uneinheitlichen Ergebnissen.

Frühe Arbeiten von Glenn und Leslie [94] in durch ballistische Prozesse hervorgerufenen Scherbändern eines Stahles mit 0,6 % Kohlenstoff erbrachten eine sehr schwer aufzulösende Mikrostruktur, was auf die geringe Korngröße von weniger als 0,1 μm zurückgeführt wurde. Die nach dem Ätzen weiß erscheinenden Scherstreifen wurden auf einen sehr schnell abgeschreckten Martensit zurückgeführt.

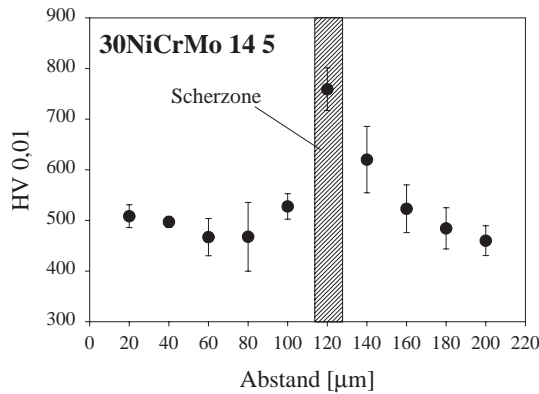


Bild 2.16: Mikrohärteverlauf über die Scherzone in 30NiCr-Mo14 5.

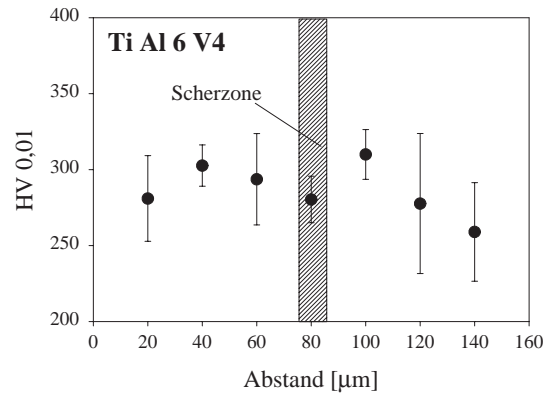


Bild 2.17: Mikrohärteverlauf über die Scherzone in Ti-6Al-4V.

Sandstrom und Lagneborg [95] sowie Derby und Ashby [96] schlugen das Auftreten dynamischer Rekristallisation im Scherband vor. Ihre Theorien erlauben eine Vorhersage von Korngröße und Fließspannung des rekristallisierenden Materials in Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit.

TEM-Untersuchungen von Wittman [92] an einem Scherband in AISI 4340-Stahl und Titan erbrachten keine Hinweise auf eine stattgefunden Umwandlung in die jeweilige Hochtemperaturphase. Beatty u.a. [87] fanden im Scherstreifen von AISI 4340-Stahl eine mikrokristalline Struktur mit Korngrößen zwischen 8 bis 20 nm und einen allmählichen Übergang zum hochverformten martensitischen Gefüge des Grundwerkstoffes. Untersuchungen von Stelly [97] und Dormeval [98] bzw. Meyers und Pak [99] an adiabatischen Scherbändern in Titan ergaben ebenfalls rekristallisierte Körner mit Größen $< 1 \mu\text{m}$ und bestätigen damit die Theorien von [95] und [96].

Untersuchungen von Meyers [100] und Andrade [101] an Scherzonen von Kupfer ergaben, daß Temperaturen auftreten, die über der Rekristallisationstemperatur liegen [102]. Im Gegensatz dazu zeigen von Vecchio [103] durchgeführte Untersuchungen der Mikrostrukturen an Ta und Ta-10W keine dynamische Erholungsvorgänge.

Untersuchungen von Clos [104] zur Temperatur- und Gefügeentwicklung im Scherprozeß an der Hutprobe ähnlichen Scherproben aus Ck45 und 50CrV4 zeigen für beide Werkstoffe beim Durchscheren, d.h. nach der Verformungslokalisierung, maximale Temperaturen von 850 °C und mittlere Aufheiz- und Abkühlraten von etwa 10^7 K/s und 10^6 K/s.

Im Stadium der beginnenden Verformungslokalisierung liegen die Temperaturen dagegen unterhalb des Meßbereiches von 490 °C. Röntgendiffraktometrische Untersuchungen mit einer Mikrofokusröhre und TEM-Untersuchungen an der voll ausgebildeten Scherzone ergaben, daß eine Phasenumwandlung zu Martensit stattgefunden hatte.

Die sich beim dynamischen Scherprozeß entwickelnde Mikrostruktur ist demnach stark vom Werkstoff, dem Werkstoffzustand und den Belastungsbedingungen abhängig.

2.2.4 Ansätze der Modellierung des Versagens unter schlagartiger Belastung

Die Ansätze der Modellierung des Scherversagens gehen, der Analyse von Zener und Hollomon folgend, davon aus, daß eine Scherbandbildung eintritt, wenn die Verringerung der Festigkeit bei erhöhten Temperaturen gegenüber der Erhöhung der Festigkeit durch die Verformungsverfestigung und Verfestigung durch Erhöhung der Dehngeschwindigkeit überwiegt.

Zur Analyse von Scherinstabilitätsprozessen bei hohen Dehngeschwindigkeiten wurden zahlreiche Kriterien, welche das Einsetzen der adiabatischen Instabilität beschreiben, entwickelt und z.B. von Stelly und Dormeival [97] und Bai und Dodd [66] zusammengefaßt.

Unter der Annahme, daß die Instabilität einsetzt, wenn für den Anstieg der Spannungs-Verformungs-Kurve Gleichung 2.27 gilt,

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = 0 \quad (2.27)$$

werden die Bedingungen für Instabilität nach Gleichung 2.28 formuliert.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_T + \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_\varepsilon \frac{dT}{d\varepsilon} = 0 \quad (2.28)$$

Die geleistete Verformungsarbeit dW ist die Fläche unter der Spannungs-Verformungs-Kurve, Gleichung 2.29,

$$dW = \sigma d\varepsilon \quad (2.29)$$

und die Temperaturerhöhung berechnet sich aus Gleichung 2.30.

$$dT = \frac{dW}{\rho c_p} \quad (2.30)$$

Unter der Annahme, daß sich die geleistete Verformungsarbeit vollständig in Wärme umwandelt, ergibt sich dann die Bedingung für die Instabilität nach Gleichung 2.31.

$$\left| \frac{\sigma}{\rho c_p} \cdot \frac{d\sigma}{dT} \right| \geq \left| \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right| \quad (2.31)$$

Eines der bekanntesten Modelle zur Vorhersage der Verformungsfähigkeit bis zum Versagen des Werkstoffes wurde von Culver [105] vorgeschlagen. Unter der Bedingung, daß sich der Werkstoff in seinem Fließverhalten nach Gleichung 2.32 verhält

$$\sigma = B \varepsilon^n \quad (2.32)$$

und die Bedingung in Gleichung 2.27 erfüllt ist, berechnet sich die kritische Verformung ε_i für die thermische Instabilität unter der Berücksichtigung der Gleichung 2.27 nach Gleichung 2.33.

$$\varepsilon_i = \frac{n_T \varrho c J}{0,9 |\partial \sigma / \partial T|} \frac{\sigma_T}{\sigma_d} \quad (2.33)$$

$\frac{\sigma_T}{\sigma_d}$ ist das Verhältnis von isothermer zu adiabatischer Spannung, $\partial \sigma / \partial T$ ist die thermische Entfestigung, c die spezifische Wärme, ϱ die Dichte und n der Verfestigungskoeffizient der Ludwik-Gleichung.

Staker [106] schlug unter der Annahme, daß es bei Hochgeschwindigkeitsprozessen nicht notwendig ist, den Wärmeabfluß mit zu berücksichtigen, eine Beziehung zwischen der kritischen Verformung γ_c , bei der Scherbandbildung beobachtet wurde und einem Werkstoffparameter vor, Gleichung 2.34.

$$\gamma_c = \frac{cn}{\partial \tau / \partial T} \quad (2.34)$$

In den Werkstoffparameter fließen die spezifische Wärme c , der Verformungsverfestigungsexponent n und die temperaturbedingte Entfestigung unter Scherung $\partial \tau / \partial T$ ein.

Shockey [74] formulierte Bedingungen für die kritische Verformung ε_{cr} und die kritische Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{cr}$, welche gleichzeitig erfüllt sein müssen.

Die Verformung muß die kritische Verformung ε_{cr} und die Dehngeschwindigkeit muß die kritischen Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{cr}$ übersteigen, Gleichungen 2.35 und 2.36.

$$\varepsilon_{cr} = \frac{-mc_p}{(\partial \sigma_Y / \partial T)_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}}} = \frac{-mc_p T_m}{\Psi \sigma_Y} \quad (2.35)$$

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = \frac{-2\alpha_m K T_m}{\Psi R^2 \sigma_Y} \quad (2.36)$$

Damit sind die Schwellbedingungen zur Bildung von Scherbändern hauptsächlich von der Festigkeit σ_Y , dem Verformungsverfestigungsexponenten m , der spezifischen Wärme c_p , der Schmelztemperatur T_m und der Wärmeleitfähigkeit K abhängig.

Ψ ist eine dimensionslose Werkstoffeigenschaft, deren Wert für viele Legierungen bei Raumtemperatur -3 beträgt und nach Gleichung 2.37 bestimmt wird.

$$\Psi = \frac{T_m}{\sigma_Y} \left(\frac{\partial \sigma_Y}{\partial T} \right)_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}} \quad (2.37)$$

Durch Anwendung der phänomenologisch basierten Johnson-Cook-Gleichung in modifizierter Form läßt sich auf die makroskopische Verformung beim Versagen des Werkstoffes und auf die Temperatur im Werkstoff schließen. Zunächst wird das makroskopische Spannungs-Verformungs-Verhalten mit Gleichung 2.38, in welcher ein exponentieller thermischer Entfestigungsterm verwendet wird, beschrieben.

$$\sigma = (\sigma_0 + B\varepsilon^n) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \left(\frac{T}{T_r} \right)^\lambda \quad (2.38)$$

T ist die Temperatur bei einer bestimmten Verformung und T_r ist die Referenztemperatur, d.h. die Temperatur zu Beginn der Verformung. Mit $\dot{\varepsilon}_0$ wird die Referenzdehngeschwindigkeit bezeichnet. σ_0 , B , C , n und λ sind experimentell bestimmte Parameter. Der thermische Entfestigungsparameter λ wird ermittelt, indem Verformungsexperimente bei geringen Dehngeschwindigkeiten bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt werden und die Fließspannung bei einer bestimmten plastischen Verformung mit einer Exponentialfunktion, Gleichung 2.39,

$$\sigma = K T^\lambda \quad (2.39)$$

angepaßt wird [79]. K ist eine Konstante.

Unter der Annahme, daß etwa 90 % der geleisteten Verformungsarbeit in Wärme umgewandelt werden, ergibt sich Gleichung 2.40 und 2.41.

$$\varrho c_p dt = 0,9 \sigma d\varepsilon \quad (2.40)$$

$$dT = \frac{0,9}{\varrho c_p} \sigma d\varepsilon \quad (2.41)$$

Durch das Einsetzen der Gleichung 2.41 in 2.38 wird der Zusammenhang zwischen Temperatur und Verformung bei einer bestimmten Dehngeschwindigkeit beschrieben, Gleichung 2.42, [79].

$$T = \left[T_r^{-\lambda+1} + \frac{(1 + C \ln \dot{\varepsilon} / \dot{\varepsilon}_0)}{\varrho c_p T_r^\lambda} 0,9(1 - \lambda)\varepsilon \left(\sigma_0 + \frac{B\varepsilon^n}{n+1} \right) \right]^{1/1-\lambda} \quad (2.42)$$

Die Verformung bei Instabilität wird auch hier dadurch erhalten, indem Gleichung 2.27 verwendet wird.

Das führt zu Gleichung 2.43, durch deren Lösung sich die makroskopische Verformung bis zum Einsetzen der Instabilität ergibt.

$$\lambda(\sigma_0 + B\varepsilon^n)^2 = -Bn\varepsilon^{n-1} \frac{\varrho c_p T_r^\lambda}{0,9} \left[T_r^{1-\lambda} + \frac{0,9\varepsilon(1-\lambda)}{\varrho c_p T_r^\lambda} \left(\sigma_0 + \frac{B\varepsilon^n}{n+1} \right) \right] \quad (2.43)$$

Grady [34] entwickelte weiterhin ein vereinfachtes zweidimensionales Modell für Scherbandbildung und schlug, analog zur Bruchmechanik einen Ausdruck für die Scherbandzähigkeit K_s vor, Gleichung 2.44.

$$K_s = \sqrt{2G \Gamma_s} \quad (2.44)$$

G ist in dieser Gleichung der elastische Schermodul und Γ_s ist die Scherbanddissipationsenergie.

$$\Gamma_s = \Gamma_{c0} = \frac{\varrho c}{\alpha} \left(\frac{9\varrho^3 c^2 \chi^3}{\tau_y^3 \alpha^2 \dot{\gamma}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.45)$$

Von Grady [34] wird dabei angenommen, daß sich die Scherbandbreite a nicht verändert und im Scherband die Temperatur und die Scherverformung homogen sind. τ_y ist die Scherfließspannung im ungestörten Werkstoff. Die Eigenschaften $c_a = \varrho c a / 2$ und $\chi_a = 2\chi / a^2$ sind die Wärmekapazität und der Wärmeübertragungsparameter, in denen mit c die spezifische Wärme und die Temperaturleitfähigkeit χ enthalten sind. Der Parameter $\dot{\gamma}$ ist eine Anfangsbedingung, welche die makroskopische Schergeschwindigkeit vor dem Einsetzen der Scherlokalisierung beschreibt.

Die berechneten Scherbanddissipationsenergien Γ_s aus Gleichung 2.45 und Scherbandzähigkeit K_s aus Gleichung 2.44 umfassen einen breiten Bereich von $\Gamma_s = 15 \text{ kJ/m}^2$ für Uranlegierung und $\Gamma_s = 800 \text{ kJ/m}^2$ für Kupfer. Ähnlich große Unterschiede ergeben sich beim Vergleich der Scherbandzähigkeit K_s . Die Scherbandzähigkeit für einen Wolframsinterwerkstoff ist dabei etwa 3-fach so hoch wie die der Uranlegierung, was mit der Neigung zur Scherbandbildung übereinstimmt.

2.3 Festigkeits- und Verformungsverhalten unter überlagerter Druckbeanspruchung

2.3.1 Einfluß von überlagerten Druckspannungen auf das makroskopische Werkstoffverhalten

Die Untersuchung des Festigkeits- und Verformungsverhaltens von metallischen und nichtmetallischen Werkstoffen unter hydrostatischen Drücken wird schon seit einem sehr langen Zeitraum verfolgt. Bereits 1936 veröffentlichte P. W. Bridgman [107] eine Methode zur Prüfung des Scherverhaltens von Metallen, Salzen und Mineralien unter hydrostatischen Drücken.

Von Kármán zeigte, daß sich durch die Anwendung eines der Axialbeanspruchung überlagerten Querdruckes Gesteinskörper plastisch verformen lassen und das Formänderungsvermögen stark vom hydrostatischen Anteil σ_m des Hauptspannungssystems abhängt [108].

$$\sigma_m = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (2.46)$$

Untersuchungen von Stenger zum Zusammenhang von Spannungsmittelwert σ_m und Umformvermögen zeigten, daß sich das Umformvermögen erhöht, wenn der Spannungsmittelwert in den Druckbereich verschoben wird [109]. Er ordnete einige Umformverfahren nach der Lage ihrer mittleren Hauptnormalspannung und des Spannungsmittelwertes ein, Bild 2.18. Aus dieser Arbeit geht hervor, daß der Spannungsmittelwert σ_m und die mittlere Hauptnormalspannung σ_2 einen überlagerten Einfluß auf die Bruchformänderung haben.

Pugh [110] formte eine zylindrische Probe mit überlagertem Druck hydrostatisch um und konnte damit gegenüber der Umformung ohne überlagertem Druck das Umformvermögen um das Vierfache erhöhen.

Hop [111] untersuchte das Umformverhalten von intermetallischen Verbindungen und entwickelte mit dem Mantelzylinderstauchversuch eine Methode, bei welcher der Mantel auf den eigentlich umzuformenden Werkstoff im Kern einen zusätzlichen allseitigen Druck bei der Umformung auswirkt. Bei dieser Belastung ergab sich eine höhere Duktilität des Kernwerkstoffes im Vergleich zur axialen Druckbelastung.

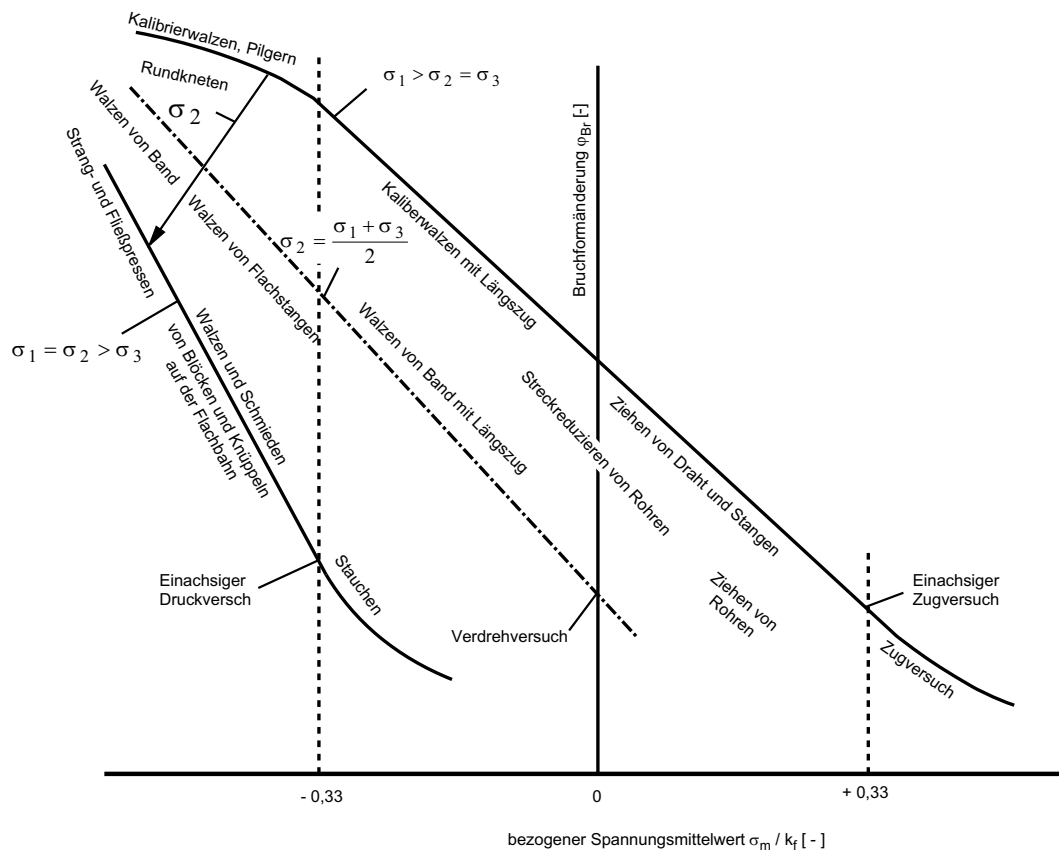


Bild 2.18: Einordnung von Umformverfahren nach dem Spannungsmittelwert und der Bruchformänderung nach Stenger [109].

Zum Verhalten und dem Versagen von metallischen Werkstoffen unter Scherbelastung und überlagerten Druckbelastungen sind für schlagdynamische Belastungsbedingungen nur wenige Untersuchungen bekannt.

Durch "pressure - shear plate"-Techniken von Clifton [112] können Scherbelastungen unter hohen überlagerten Druckspannungen bei sehr hohen Geschwindigkeiten erreicht werden. Jedoch können mit diesen Anordnungen nur kleinere Verformungen erreicht werden. Weiterhin ist das untersuchbare Werkstoffvolumen eng begrenzt, da nur dünne Schichten geprüft werden können. Dadurch ist es nicht möglich, Werkstoffe mit Härte- oder Festigkeitsgradienten zu untersuchen. Die gezielte Verformung des Werkstoffes zur Untersuchung der Mikrostrukturentwicklung und möglicher Versagensmechanismen ist weiterhin recht schwierig.

Zhou et al. [113], [114] untersuchten im Hopkinson-Torsions-Versuchsaufbau und im "pressure-shear plate"-Versuch Wolframsinterwerkstoffe (W-Ni-Fe-Legierungen) und die jeweiligen Einzelphasen, Wolfram und Ni-Fe-Bindephase. Im dynamischen Torsionsversuch trat der Bruch des Sinterwerkstoffes aufgrund des im Vergleich zum

”pressure-shear plate”-Versuches fehlenden Druckes in einem relativ frühen Stadium der lokalisierten Verformung ein [114]. Auch wurden im ”pressure-shear plate”-Versuch mit Scherbandbreiten von 5 bis 10 μm deutlich geringere Werte ermittelt, als mit etwa 100 μm im Torsionsversuch.

Zhou et al. fanden weiterhin im ”pressure-shear plate”-Versuch nur für sehr stark scherverformte Körner wenige Mikrorisse und nur für extrem hohe Scherverformungen adiabatische Scherbänder.

Im Vergleich zur einfachen Scherung im Torsionsversuch ([115], [116]) ist die Beobachtung dieser verzögert auftretenden Scherlokalisierung unter überlagertem Druck von beträchtlichem Interesse, da allgemein angenommen wird, daß eine hohe Empfindlichkeit zur adiabatischen Scherung die ballistische Leistung von Penetratorwerkstoffen verbessert, [5] und [63].

2.3.2 Wirkung von überlagerten Druckspannungen auf das mikroskopische Versagensverhalten

Cowie und Azrin untersuchten das Scherverhalten vom SAE4340 Stahl, wenn senkrecht zur Scherebene Druckspannungen überlagert werden. Sie fanden eine Verbesserung des Verformungsvermögens von 0,08 auf 0,43, wenn die überlagerte Druckspannung auf bis zu $1/3$ der Fließgrenze des Werkstoffes erhöht wird, [86] und [117]. Die überlagerten Druckspannungen wirken sich kaum auf temperaturbedingte Destabilisierungsprozesse, aber deutlich auf die Bildung und das Wachstum von Mikroporen aus. Mikrostrukturelle Faktoren beeinflussen somit den Beginn der irreversiblen thermischen Entfestigung [86].

Von Walker und Shaw [118] durchgeführte isotherme Scherversuche mit senkrecht zur Scherebene überlagerter konstanter Druckspannung an einem kaltverformten Kohlenstoffstahl unter isothermen Bedingungen zeigen, daß ein Maximum der Spannung auftritt und daß sich dieses mit zunehmender Druckspannung zu größeren Verformungen verschiebt, Bild 2.19.

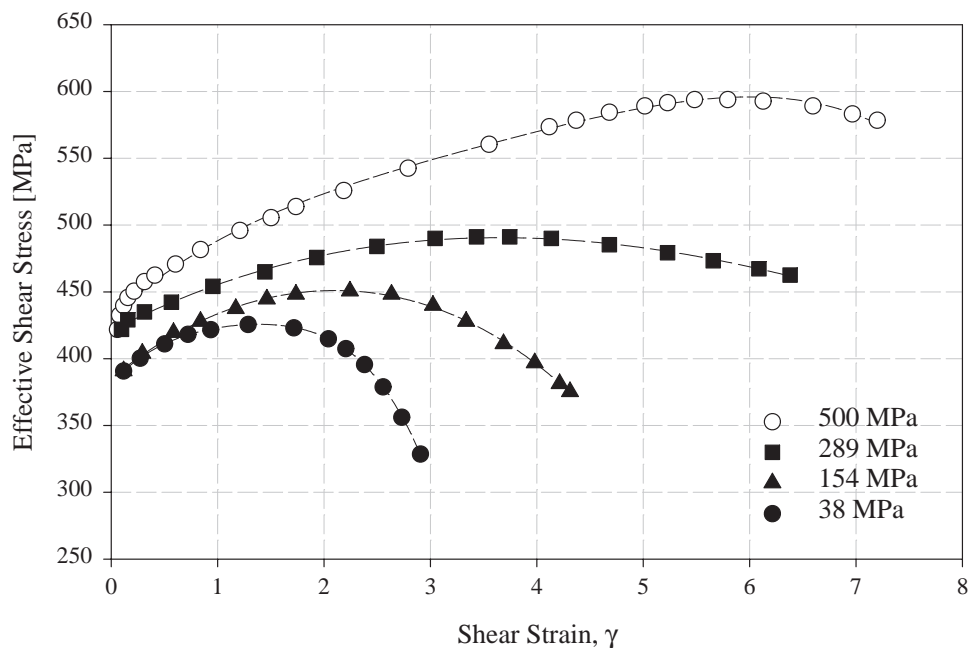


Bild 2.19: Einfluß der hydrostatischen Spannung auf Scherspannung / Scherung an einem niederfesten Kohlenstoffstahl und quasistatischer Belastung nach Walker [118].

Diese Verbesserung der Verformbarkeit wurde der Ausbreitung und dem Verschweißen unterkritischer Schermikrorisse zugeschrieben [118].

Bridgman [119] beobachtete in Torsionsversuchen mit überlagertem Druck an Stählen ein ähnliches Werkstoffverhalten mit während der Verformung sich öffnenden und schließenden Scherrissen.

Luong [120] wies nach, daß die Entwicklung von Hohlräumen und Mikrorissen während der Verformung bereits vor dem Erreichen des Spannungsmaximums einsetzt und daß sich die Anzahl der Fehler mit zunehmender Verformung erhöht.

Allgemein läßt sich feststellen, daß bei metallischen Werkstoffen die Verbesserung der Verformungsfähigkeit bei der Umformung mit überlagertem hydrostatischen Druck darauf zurückgeführt wird, daß sich die durch lokal wirkende Zugspannungen bildenden und ausbreitenden Poren und Risse behindert werden oder sich diese sogar zurückbilden.

2.3.3 Modellierung des Scherverhaltens unter überlagerten Druckspannungen

Mit Gleichung 2.47 läßt sich das adiabatische Spannungs-Verformungsverhalten beschreiben [50].

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_0(1 + \alpha\bar{\gamma})\exp(-\beta\bar{\gamma}) \quad (2.47)$$

Dabei bedeuten $\bar{\tau}_0$ die Scherfließspannung, α der Verfestigungsparameter und β der Entfestigungsparameter.

Der Entfestigungsparameter β aus Gleichung 2.47 wird als druckabhängige Erweichung durch Mikrorisse $\beta^c(P)$ beschrieben und als eine lineare Funktion des Druckes P betrachtet, Gleichung 2.48.

$$\beta^c(P) = \beta_0^c - kP \quad (2.48)$$

β_0^c und k sind Konstanten.

Luong [120] führte Scherversuche mit überlagertem Druck bei hohen Dehngeschwindigkeiten durch und bestätigte die druckabhängige Verformungsentfestigung. Aufgrund der Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung wurden an einem Kohlenstoffstahl höhere Spannungen als unter quasi-statischer Belastung gemessen. Die Scherinstabilität trat mit zunehmender Dehngeschwindigkeit bei geringeren Verformungen auf und ist auch noch von der überlagerten Druckspannung abhängig.

In der Annahme in Gleichung 2.49 ist die thermische Erweichung β^{th} mit dem druckabhängigen Term $\beta^c(P)$ additiv verknüpft.

$$\beta = \beta^{th} + \beta^c(P) \quad (2.49)$$

Überschreitet der Druck einen kritischen Wert, an dem $\beta^c = 0$ ist, wird β zu β^{th} . Die Verformung bei Instabilität γ_i erreicht dann einen konstanten Wert von γ_i^{th} , ab dem nur noch die thermische Erweichung wirkt [50].

2.4 Zusammenfassung des Kenntnisstandes

Zur Beurteilung des Festigkeits-, Verformungs- und Versagensverhaltens von Bauteilen, welche schlagdynamischen Belastungen ausgesetzt sein können, ist die Kenntnis des Einflusses der Dehngeschwindigkeit, Temperatur und des Spannungszustandes auf das Werkstoffverhalten notwendig.

Die überwiegende Zahl der bisherigen Arbeiten beschäftigt sich vornehmlich mit der Untersuchung des Festigkeits- und Verformungsverhaltens unter einachsigen Belastungen bis zu Dehngeschwindigkeiten unterhalb von 10^4 s^{-1} . Weiterhin wird das Werkstoffverhalten eines Werkstoffes bzw. Werkstoffzustandes überwiegend nur bei wenigen verschiedenen Dehngeschwindigkeiten, z.B. 10^{-4} s^{-1} , 10^0 s^{-1} und $5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ und ausgewählten Temperaturen untersucht, da oft die Prüfmöglichkeiten begrenzt sind. Umfassendere Untersuchungen zum Temperatur- und Geschwindigkeitseinfluß auf das Fließspannungs- und Verformungsverhalten sind dagegen selten.

Die experimentell ermittelten Fließspannungen werden zur Beschreibung des Werkstoffverhaltens in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit und/oder der Temperatur verwendet. Dazu werden phänomenologische und auf metallphysikalischen Vorgängen basierende Modellgesetze verwendet.

Unter den metallphysikalischen Modellen nimmt das Modell des thermisch aktivierten Fließens eine bedeutende Stellung ein. Mit ihm ist es möglich, die Abhängigkeit der Fließgrenze von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit für Stähle in einem Dehngeschwindigkeitsbereich von 10^{-4} s^{-1} bis $3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ zu beschreiben.

Ob das Modell der thermischen Aktivierung der Versetzungsbewegung auch noch bei höheren Dehngeschwindigkeiten gültig ist oder dort zusätzliche Dämpfungsmechanismen dominieren, ist dagegen offen.

Die im Schrifttum beschriebenen Unterschiede der Fließspannung unter Zug- und Druckbelastung (Spannungs-Differenz-Effekt) von metallischen Werkstoffen wurde bisher überwiegend in Abhängigkeit von der Prüftemperatur oder dem Wärmebehandlungszustand, untersucht. Der Schwerpunkt der Untersuchungen dieses Effektes lag bisher auf dem Verhalten von Stählen, für die teilweise auch der Einfluß der Dehngeschwindigkeit berücksichtigt wurde. Für Titanlegierungen sind hingegen derartig umfassende Untersuchungen zum Einfluß der Dehngeschwindigkeit auf den Spannungs-Differenz-Effekt nicht verfügbar.

Unter schlagdynamischer Belastung treten häufig adiabatische Schervorgänge auf. Zur Untersuchung dieses Werkstoffversagens und der bei diesen Verformungsvorgängen resultierenden Mikrostrukturen liegen zahlreiche Arbeiten vor.

In den bisherigen Untersuchungen des Scherverhaltens wurden überwiegend verschiedene Werkstoffe bezüglich ihrer Empfindlichkeit zum adiabatischen Scherversagen verglichen, indem Druck- oder Torsionsversuche bzw. Scherversuche an Hutproben durchgeführt wurden.

Untersuchungen zum Einfluß des Spannungszustandes, besonders die Wirkung von in der Höhe gezielt einstellbaren überlagerten Druckspannungszuständen mit hohem hydrostatischen Anteil auf das schlagdynamische Scherverhalten, sind dagegen nicht oder nur in geringem Umfang vorhanden. Diese zeigen, daß durch das wirkende Spannungsverhältnis sowohl die vom Werkstoff ertragenen Spannungen als auch die Verformungsfähigkeit stark beeinflussbar sind.

Weiterhin sind die in dynamischen Scherversuchen mit überlagerten Druckbelastungen untersuchten Werkstoffe in der Mehrzahl nieder- bis mittelfeste Stähle mit einem hohen Verformungsverfestigungsvermögen. Höherfeste, weniger verformungsfähige Werkstoffe werden dagegen seltener untersucht, wobei nahezu ausschließlich der "pressure-shear plate"-Versuch verwendet wird. Mit dieser Methode werden Scherversuche unter hohen überlagerten Druckspannungen bei sehr hohen Geschwindigkeiten durchgeführt. Jedoch sind mit diesen Anordnungen nur kleinere Verformungen erreichbar.

2.5 Zielsetzung der Arbeit

Die Analyse des Schrifttums belegt, daß die jeweilige Rolle verschiedener Versetzungsmechanismen bei der Hochgeschwindigkeitsverformung nur bis zu Dehngeschwindigkeiten von 10^3 s^{-1} als eindeutig geklärt angesehen werden kann. Darüber hinausgehende Ergebnisse sind widersprüchlich. Eindeutige Nachweise, zumindest an einem Werkstoff, würden den Wissensstand, vor allem für Impakt-Simulationen, deutlich verbessern.

Das Ziel der Arbeit besteht deshalb darin, den Einfluß der Parameter Dehngeschwindigkeit, Temperatur und Spannungszustand auf das Fließspannungs-, Verformungs- und Versagensverhalten der $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierung Ti-6-22-22S zu untersuchen.

Es werden zunächst Versuche unter einachsiger Spannung, d.h. Zug- und Druckversuche, in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit und der Temperatur durchgeführt.

Auf der Grundlage physikalisch-basierter Modellvorstellungen wird das temperatur- und dehngeschwindigkeitsabhängige Verhalten der Fließgrenze beschrieben, um Wirksamkeitsbereiche von Fließspannungsmechanismen zu bestimmen.

Zur Überwindung methodischer, physikalisch begründeter Grenzen des Hopkinson-Aufbaus mit Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ s}^{-1}$ soll untersucht werden, ob die bekannte Platten-Impakt-Methode die Werkstoffuntersuchungen ergänzen können. Diese Fragestellung gilt bisher als offen, da unter den Bedingungen einer Schockbelastung sich aufgrund der Trägheit der zu beschleunigenden Massen die wirkenden Spannungs- und Verformungsverhältnisse ändern. Es treten dreiachsige Spannungszustände bei einachsiger Formänderung auf.

In Platten-Impakt-Experimenten wird zunächst das Werkstoffverhalten unter dem Einfluß der Schockbelastung und der Temperatur untersucht. Aus den Wellenprofilen werden die für Stoßwellenexperimente typischen Werkstoffkenngrößen bestimmt und die Fließgrenzen aus Experimenten unter einachsigen Druckspannungsverhältnissen mit denen unter einachsigen Verformungsverhältnissen verglichen.

Durch die Überführung der Wellenprofile bei einachsiger Formänderung in das Spannungs-Verformungs-Verhalten des einachsigen Spannungszustandes sollen über die Bestimmung der dynamischen Fließgrenze hinaus auch Aussagen zur Höhe der Spannung bei geringen plastischen Verformungen möglich werden.

Die unter diesen Bedingungen ermittelte 0,2 %-Fließgrenze bei sehr hohen Dehngeschwindigkeiten von 10^5 s^{-1} wird mit Fließgrenzen aus Experimenten unter einachsiger Spannung verglichen und die Anwendbarkeit des Modelles der thermischen Aktivierung für diesen Dehngeschwindigkeitsbereich überprüft.

Eines der Fernziele der Forschung des Lehrstuhles Werkstoffe des Maschinenbaus an der TU Chemnitz stellt die Entschlüsselung des Phänomens "Adiabatisches Scherversagen" dar.

Dieses Ziel hat sich als so komplex erwiesen, schließlich wird weltweit an dieser Fragestellung seit etwa einer Generation geforscht, daß auch der Lösung von Teilfragen auf dem Weg zur umfassenden Erklärung dieses Phänomens eine große Bedeutung zukommt.

Im Rahmen des zweiten Teils dieser Arbeit wird sich deshalb darauf konzentriert, die Verformbarkeit bis zum Einsetzen des instabilen Scherprozesses unter dem Einfluß von verschiedenen Randbedingungen wie Spannungsverhältnissen, Temperaturen und Belastungsgeschwindigkeiten zu klären und, wenn möglich, durch ein Modell zu beschreiben.

Aufbauend auf vorhandenen, am Lehrstuhl selbst entwickelten Untersuchungsmethoden wird mit Hilfe von Hutproben das monoaxiale Scherspannungs-Verformungs-Verhalten ermittelt und der Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf das Scherverhalten untersucht.

Da in der Praxis mehrachsige Spannungsverhältnisse unter Impakteinwirkung eher die Regel als die Ausnahme sind, bedarf das Wissen zu den entsprechenden Versagens-Randbedingungen dringend der Erweiterung. Hier sind noch erhebliche wissenschaftliche Defizite zu den Ursachen einer werkstoffbedingten Verformungskonzentration als auch zu den Einflüssen mehrachsiger Impakt-Belastungsbedingungen vorhanden.

Da nur mit Teilschritten eine Erweiterung des Wissens zu erwarten ist, konzentriert sich diese Arbeit auf das Herausarbeiten des Einflusses des mehrachsigen Spannungszustandes. Dabei wird sowohl eine am Lehrstuhl entwickelte biaxiale Druck-/Scher-Prüfmethode als auch eine im Rahmen der eigenen Arbeit entwickelte Belastungseinrichtung genutzt, um neue Erkenntnisse zum Einfluß eines gezielt einstellbaren, hohen überlagerten Druckspannungsanteiles senkrecht zur eigentlichen Scherbelastung gewinnen zu können.

3 Untersuchungswerkstoff

Titan und Titanlegierungen zeichnen sich durch eine hohe spezifische Festigkeit und sehr gute Korrosionsbeständigkeit aus und werden bevorzugt in der Luft- und Raumfahrt [121], im chemischen Anlagen- und Apparatebau, für ballistische Schutzbauten z.B. [61] und [122], für medizinische Anwendungen und in zunehmendem Maß auch im Freizeitbereich verwendet. Sie sind allgemein schweiß- [123] und lötbar [124] und können plastisch umgeformt werden.

Titan liegt bei Raumtemperatur in der hexagonal dichtest gepackten Gittermodifikation vor und wird als α -Titan bezeichnet. Bei Erwärmung wandelt es sich bei $(882 \pm 2)^\circ\text{C}$ allotrop in die kubisch raumzentrierte Hochtemperaturphase des β -Titans um. Wie Bild 3.1 zeigt, kann durch Legierungselemente die β -Umwandlungstemperatur beeinflusst werden und so Einfluß auf die Existenzbereiche der Phasen zu höheren und tieferen Temperaturen genommen werden.

Allgemein werden die Titanlegierungen in α -, Near- α -, $(\alpha + \beta)$ -, metastabile β und β -Legierungen unterteilt, [125], [126] und [127]. Die $(\alpha + \beta)$ -Legierungen, darunter mit 60 % der gesamten Titanproduktion die Legierung Ti-6Al-4V, nehmen unter den im Einsatz befindlichen Legierungstypen eine herausragende Stellung ein [121].

In dieser Arbeit werden Untersuchungen des mechanischen Werkstoffverhaltens der $(\alpha + \beta)$ -Legierung Ti-6-22-22S vorgestellt. Dieses Kapitel enthält Informationen über Herstellung, Wärmebehandlung und Gefüge des untersuchten Werkstoffes.

Der Werkstoff Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Mo-2Cr-0,25Si (Ti-6-22-22S) wurde von RMI Titanium Company mit dem Ziel einer hohen Festigkeit bei großen Querschnitten unter Beibehaltung guter Zähigkeits- und Verformungskennwerte entwickelt und 1972 eingeführt, [39] und [128]. Von der Gefügeausbildung ist es eine ($\alpha + \beta$)-Titanlegierung mit ausreichend β -Anteil, um über den gesamten Bereich verhältnismäßig großer Querschnitte von ca. 10 cm eine Härthbarkeit zu erzielen. Durch übliche Lösungsglüh- und Alterungs-Glühverfahren an großen Querschnitten sind sehr gute Kombinationen von Festigkeit, Zähigkeit und Verformbarkeit erreichbar [128]. Durch die im Vergleich zu Ti-6Al-4V verbesserte spezifische Festigkeit und Bruchzähigkeit wird Ti-6-22-22S als Konstruktionswerkstoff im Flugzeugbau eingesetzt.

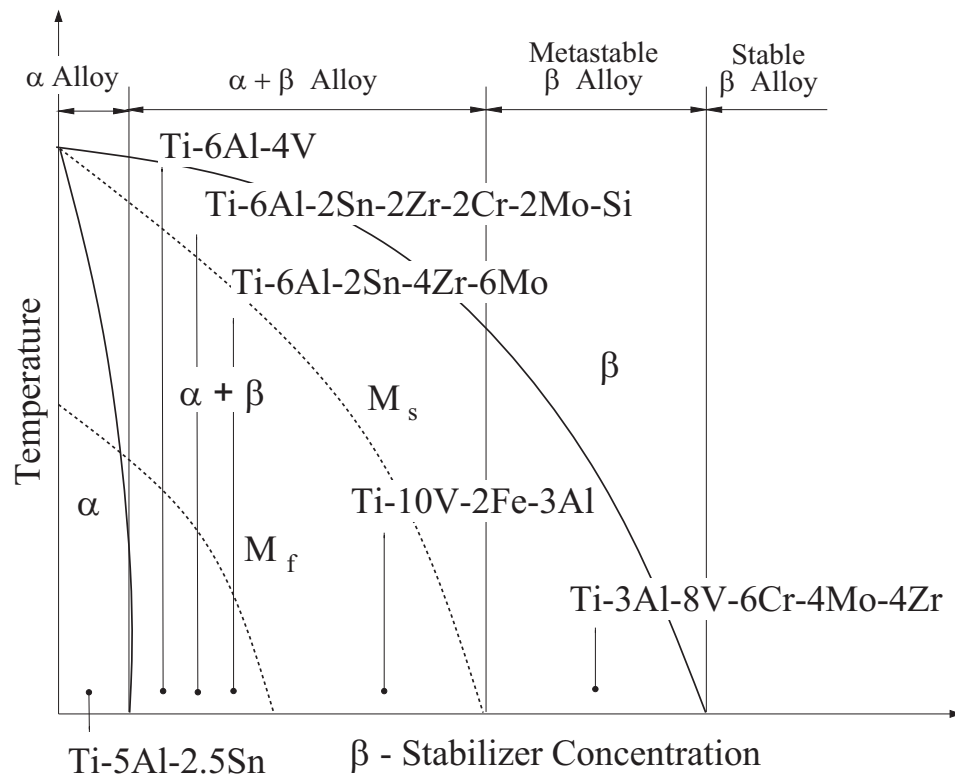


Bild 3.1: Wirkung von Legierungselementen auf die Phasenausbildung in Titanwerkstoffen nach Wood, [129].

Als Legierungselemente werden dem Titan in der Legierung Ti-6-22-22S neben Aluminium als Stabilisator der α -Phase, das β isomorphe Element Mo, die β eutektoiden Elemente Cr und Si und die neutralen Elemente Sn und Zr zugegeben [129], Bild 3.1.

Der Werkstoff Ti-6-22-22S wurde in einem Vakuumlichtbogenofen mit selbstverzehrender Elektrode zweimal umgeschmolzen und danach die chemische Zusammensetzung bestimmt, Tabelle 3.1.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung der untersuchten Legierung Ti-6-22-22S.

Element	Al	Sn	Zr	Mo	Cr	Si	Fe	O
Gew.-%	5,75	1,96	1,99	2,15	2,1	0,13	0,04	0,082

Im Vergleich zu dem 1972 entwickelten Legierungstyp der Bezeichnung Ti-6-22-22S mit 0,25 Gew.-% Silizium wurde in der untersuchten Legierung der Anteil von Silizium auf Gehalte von unter 0,15 % Si abgesenkt. Dies ist darin begründet, daß in der Vergangenheit größere Schwankungen der Bruchzähigkeit über dem Querschnitt der Ingots aufgetreten waren, welche auf Segregationen von Si oder auch die ungleichmäßige Bildung von Siliziden während der thermomechanischen Behandlung oder der Wärmebehandlung zurückgeführt wurden [130].

Der thermomechanische Behandlungsprozeß ist schematisch in Bild 3.2 dargestellt.

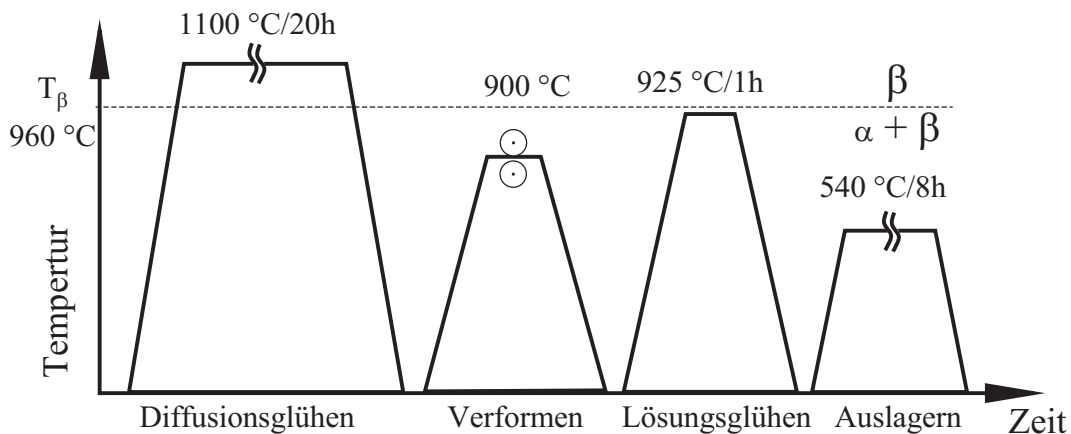


Bild 3.2: Schematische Darstellung des thermomechanischen Behandlungsprozesses.

Vor dem Schmieden lag der Block in der Abmessung von etwa 530 mm x 1550 mm mit einem Gewicht von 1560 kg vor und wurde zunächst bei 1100 °C im β -Gebiet etwa 20 Stunden diffusionsgeglüht und danach bei 1100 °C gestaucht und gereckt. Danach wurde das Material in zwei Blöcke geteilt. Das Schmieden wurde bei 900 °C im $(\alpha + \beta)$ -Gebiet über Vierkantzwischenabmessungen bis zum Endmaß von \varnothing 212 mm x 4800 mm durchgeführt, [131] und [132]. Danach wurde der Block für eine Stunde bei 925 °C geglüht und an Luft abgekühlt. Die mittlere Abkühlgeschwindigkeit zwischen 925 °C und 600 °C betrug 25 °C/min.

Die Lösungsglühtemperatur beeinflusst den Volumenanteil der primären α -Phase.

Abschließend erfolgte ein Glühen von 8 Stunden bei einer Temperatur von 540 °C mit abschließender Luftabkühlung. Die β -Transustemperatur dieses Werkstoffes beträgt 960 °C.

Beim Glühen dicht unterhalb der β -Umwandlungstemperatur bildet sich eine als bimodale Mikrostruktur bezeichnete Gefügeanordnung aus [39]. Diese besteht aus einem Anteil der hell erscheinenden globularen primären α -Phase in einer Matrix aus lamellar angeordneter sekundären α -Phase und dunkel erscheinender β -Phase, Bild 3.3.

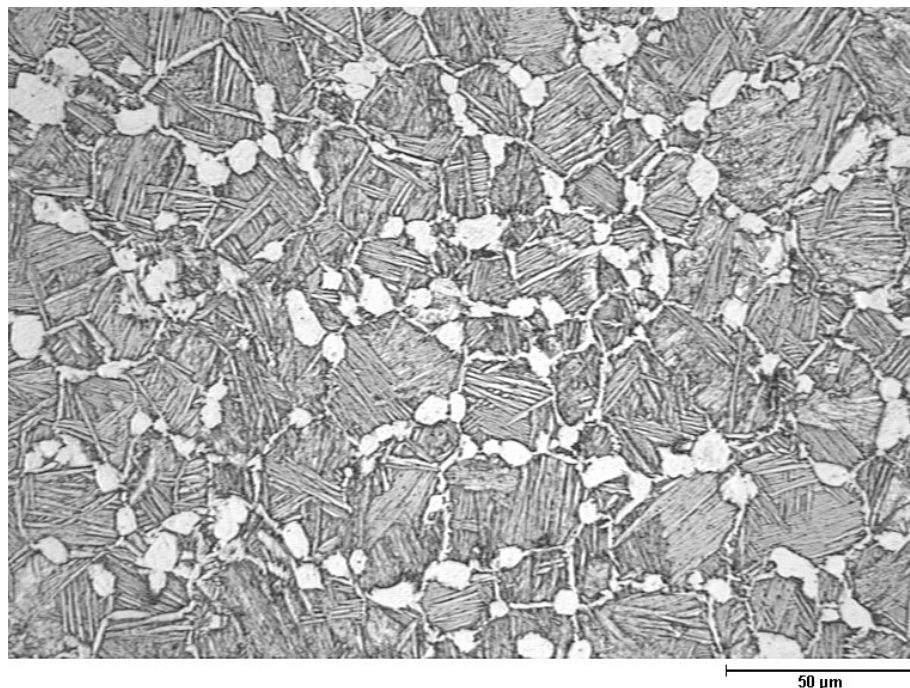


Bild 3.3: Bimodales Gefüge der Legierung Ti-6-22-22S.

Texturen können zu einer nicht zu vernachlässigenden Beeinflussung der mechanischen Kenngrößen führen. Daher wurden der Werkstoff Ti-6-22-22S untersucht, indem die Texturen in unterschiedlichen Schnittebenen röntgenographisch bestimmt wurden. Bei der Festlegung der untersuchten Schnittebenen wurden die Belastungsrichtung der mechanischen Versuche berücksichtigt. Die im Rahmen der röntgenographischen Untersuchungen festgestellten Vorzugsrichtungen waren nur schwach ausgeprägt. Ein Textureinfluß auf das mechanische Verhalten ist aufgrund der vorliegenden röntgenographisch ermittelten Meßwerte als nur wenig wahrscheinlich zu betrachten.

4 Versuchsdurchführung

Untersuchungsziel ist es, das Festigkeits- und Verformungsverhalten unter einachsiger Beanspruchung in einem großen Bereich der Dehngeschwindigkeit zu bestimmen und das Fließspannungsverhalten mit geeigneten Modellen zu beschreiben. Weiterhin sollen durch dynamische mehrachsige Experimente das Festigkeits- und Verformungsverhalten untersucht werden. Dazu werden Experimente unter einachsiger und mehrachsiger Beanspruchung durchgeführt und die Dehngeschwindigkeit bzw. die Temperatur variiert.

Die Messung des Werkstoffverhaltens unter quasistatischer Belastung in einem weiten Temperaturbereich wird allgemein beherrscht. Bei schlagdynamischen Belastungsvorgängen werden Körpern mit einer definierten Masse in kurzen Zeiträumen beschleunigt und es treten Massenträgheitseffekte auf, welche die Meßwerterfassung erschweren und zu Fehlinterpretationen des Werkstoffverhaltens führen können, [1] und [133]. Dies ist der Fall, wenn bei der schlagdynamischen Werkstoffprüfung neben der Probe auch Probenhalterungen innerhalb kurzer Zeit auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Das ist besonders bei der Erfassung des Festigkeits- und des Zähigkeitsverhaltens von Bedeutung. Die Prüfeinrichtungen und Methoden für schlagdynamische Werkstoffprüfung müssen daher so optimiert werden, daß die Forderung nach möglichst hohen Eigenfrequenzen und geringer zeitlicher Differenz zwischen dem Eintreten des Ereignisses und dem Auftreten des Meßsignals erfüllt sind. Allgemein kommt der exakten Ausrichtung der Prüfanordnung und der Reduzierung der Masse der zu beschleunigenden oder abzubremsenden Bauteile bei der Optimierung des Prüfsystems eine bedeutende Rolle zu [1].

In diesem Kapitel werden die unter den Gesichtspunkten der schlagdynamischen Werkstoffprüfung verwendeten Prüfmethoden beschrieben.

4.1 Einachsige Experimente

4.1.1 Zugversuche

Zur Untersuchung des Werkstoffverhaltens unter Zugbelastung wurden Zugversuche bei Raumtemperatur in einem Bereich der Dehngeschwindigkeit von etwa $\dot{\epsilon} \approx 10^{-4} s^{-1}$ bis $\dot{\epsilon} \approx 10^3 s^{-1}$ durchgeführt und dazu die in Bild 4.1 gezeigte Probenform verwendet. Die Probe weist eine Dehnungsmeßlänge von 10,5 mm und einen Durchmesser von $\varnothing 3,5$ mm ($L/D=3$) auf.

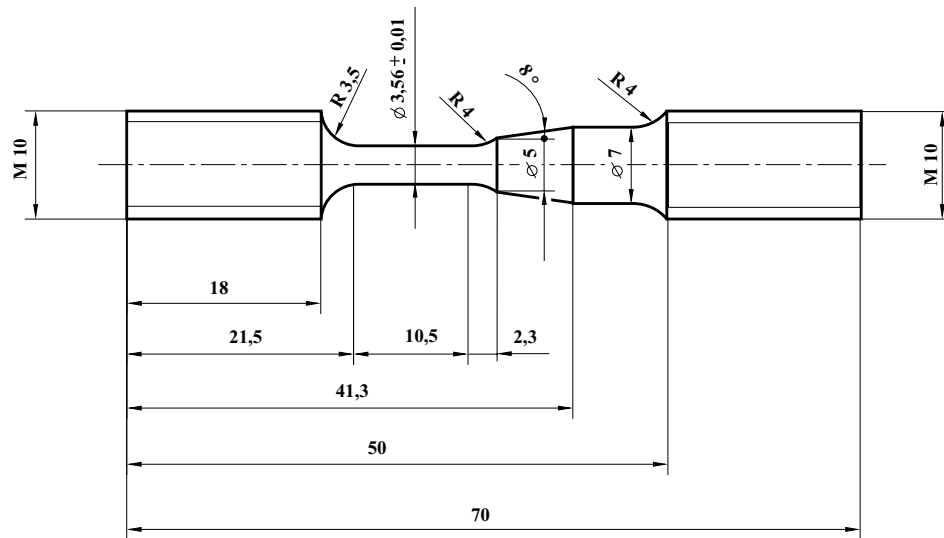


Bild 4.1: Probenform für quasistatische und hochdynamische Zugversuche.

Für quasistatische Zugversuche und bis zu Dehngeschwindigkeiten von etwa $\dot{\epsilon} \approx 1 s^{-1}$ wurde eine servohydraulische Universalprüfmaschine eingesetzt und für die Kraftmessung bis $\dot{\epsilon} \approx 10^{-2} s^{-1}$ die Kraftmeßdose der Prüfmaschine, bei höheren Dehngeschwindigkeiten die im folgenden mit dem Rotationsschlagwerk beschriebene Methode zur Kraftmessung, genutzt.

Für höhere Dehngeschwindigkeiten kam ein Rotationsschlagwerk zum Einsatz. Der prinzipielle Aufbau des Rotationsschlagwerkes ist in Bild 4.2 dargestellt.

Es besteht in seinen wesentlichen Komponenten aus einer Schwungscheibe, die mit einem Elektromotor auf eine maximale Umfangsgeschwindigkeit von 50 m/s beschleunigt werden kann und einer in der Beschleunigungsphase in der Scheibe eingezogenen Kralle. Bei der gewünschten Schlaggeschwindigkeit wird diese über einen elektromagnetischen Schalter entriegelt und durch die Zentrifugalkraft während der nun folgenden Umdrehung ausgeklinkt. Vor der Scheibe ist die Probe positioniert, an

der ein Joch aufgeschraubt ist. Die Schlagkralle trifft auf das Joch und verformt die Probe bis zum Bruch. Zur Dämpfung des Aufschlagimpulses

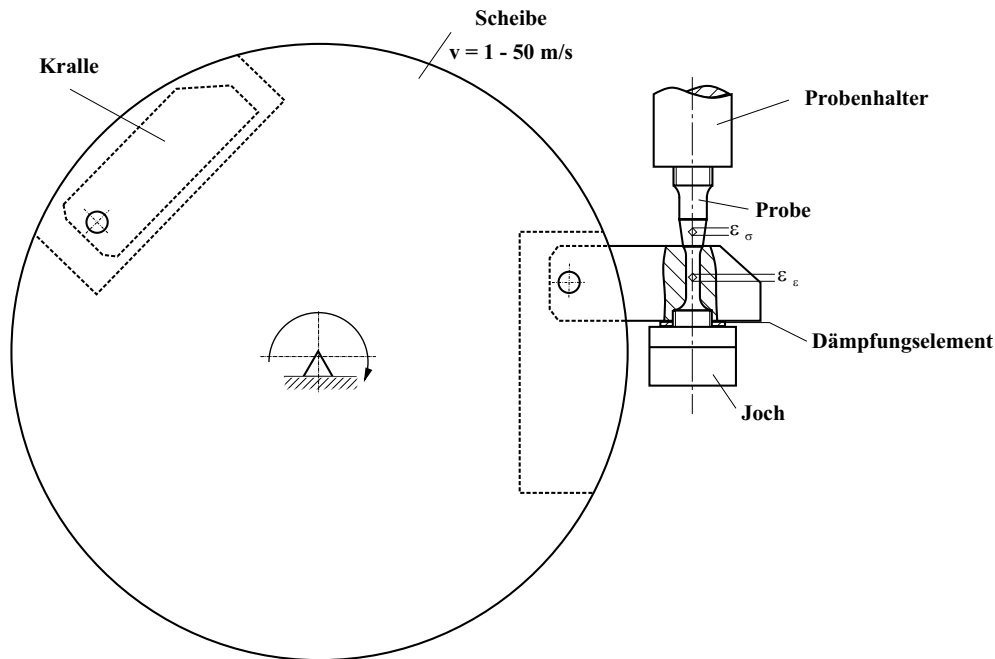


Bild 4.2: Prinzipieller Aufbau des Rotationsschlagwerkes.

[1] wurden eine Folie aus Kunststoff, eine Gummiunterlage oder Folien aus Pb verwendet. Durch die sorgfältige Ausrichtung der Versuchsanordnung kann bis zu Schlaggeschwindigkeiten von etwa 40 m/s das Joch simultan von den zwei Schlagnasen getroffen werden. Die Probe wird so exakt in der Achse der Meßlänge ohne das Auftreten eines Biegemomentes belastet.

Die wichtigste Verbesserung im Vergleich zu anderen Meßmethoden liegt in der Messung der Kraft, die so nah wie möglich neben der Meßlänge der Probe erfolgt, Bild 4.2. Um mögliche Grenzflächen, an denen sich die Wellen brechen oder reflektiert werden, zu minimieren, werden die Dehnmeßstreifen im elastischen Bereich der Probe (zur Messung der Kraft) an einem Kegel mit 8° Neigung und möglichst nahe an der Dehnungsmesslänge appliziert. Mit dieser Methode sind Spannungs-Dehnungsaufzeichnungen bis zu Geschwindigkeiten von 30 m/s möglich.

Die Kraftmessung wird dadurch realisiert, daß elastische Dehnungen gemessen werden. Unter der Annahme, daß der E-Modul unabhängig von der Geschwindigkeit ist, wird danach aus den Dehnungen- und den Flächen die Spannung berechnet.

4.1.2 Druckversuche

Die Untersuchungen des Werkstoffverhaltens unter Druckbelastung erfolgten im Dehngeschwindigkeitsbereich von $\dot{\epsilon} \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ bis $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ s}^{-1}$. Bis zu Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} \approx 1 \text{ s}^{-1}$ wurde eine servohydraulische Prüfmaschine eingesetzt. Die Versuche erfolgten in einer speziellen Druckvorrichtung. Die Kräfte wurden bis $\dot{\epsilon} \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit der eingebauten Kraftmeßdose, bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten mit einem externen kalibrierten Kraftmeßglied nahe der Probe gemessen. Für Versuche bei erhöhter Temperatur (80 °C bis 400 °C) wurden die Proben zunächst in einem Wärmetopf unter Schutzgas erwärmt und unmittelbar danach gestaucht.

Für dynamische Druckversuche und die im Abschnitt 4.2.1 vorgestellten Druck-/Scher-Versuche wurde ein Fallwerk verwendet, mit dem maximale Stauchgeschwindigkeiten von bis zu 3 m/s möglich sind und dessen prinzipieller Aufbau in Bild 4.3 dargestellt ist. Diese Prüfeinrichtung besteht aus einem Fallgewicht mit einer Masse von 600 kg, welches in einem Vier-Säulen-Rahmen mit speziellen Kugellagern geführt wird. Die hohe zur Verfügung stehende Energie von bis zu 4500 J sorgt bei einer Energieaufnahme der verwendeten Werkstoffe von maximal 200 J für eine nahezu konstante Fallgeschwindigkeit. Die Probe wird auf dem Amboß justiert und danach durch den Druckstempel des Fallgewichtes, an dem Dehnungsmeßstreifen appliziert sind, belastet. Durch die quasistatische und dynamische Kalibrierung des Druckstempels kann der Verlauf der axialen Druckkräfte während des Versuches gemessen und mit Hilfe eines digitalen Speicheroszilloskopes mit hoher Bandbreite erfaßt werden. Die axiale Stauchung von Druckproben wird in gleicher Weise mit Dehnungsmeßstreifen an der Probe und durch ein opto-elektronisches Wegmeßsystem der Firma Heidenhain erfaßt. Eine Kombination von Verformungsbegrenzern und einer speziellen hydraulischen Bremse erlaubt das Stoppen des schlagdynamischen Verformungsprozesses nach einem vor dem Experiment festgelegten Verformungsgrad. Mit dieser Technik können durch schrittweise, fein abgestufte Verformungen an verschiedenen Proben die Entwicklung von Schädigungsprozessen, z.B. die Lokalisierung und Ausbreitung von Scherbändern, beobachtet werden.

Für Experimente bei tieferen Temperaturen bis zu -196 °C wurde eine spezielle Kältekammer verwendet. Diese besteht aus einer Innenkammer, in welcher sich die zu prüfende Probe und dicht daneben eine Referenzprobe mit Thermoelement befindet und einer Außenkammer. Versuche bei -196 °C werden realisiert, indem flüssiger Stickstoff in die Innenkammer gefüllt wird und nach dem Erreichen der Prüftemperatur und

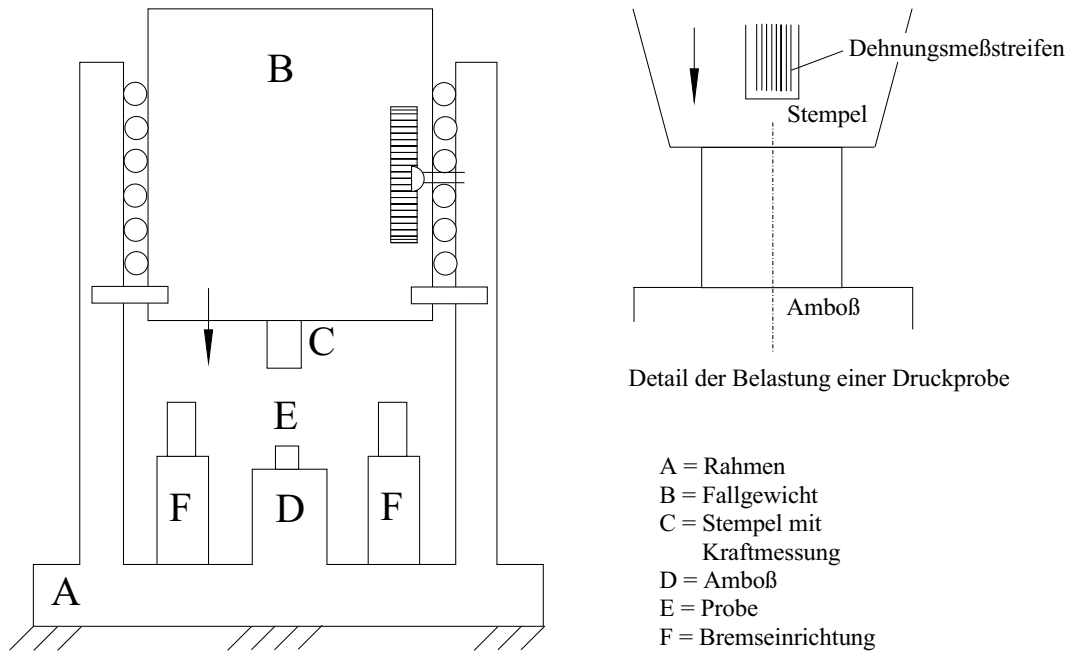


Bild 4.3: Prinzipieller Aufbau des Fallwerkes.

einer entsprechenden Haltezeit das Fallgewicht ausgelöst wird. Temperaturen zwischen Raumtemperatur und -196 °C wurden eingestellt, indem in die Innenkammer mit der Probe Isopenthan gefüllt wurde. In die Außenkammer wurde flüssiger Stickstoff gefüllt und damit das Isopenthan schrittweise abgekühlt. Mit dieser Methode konnten Prüftemperaturen bis maximal -100 °C erreicht werden.

Für Experimente bei erhöhten Temperaturen bis zu 400 °C wurde eine induktive Heizeinrichtung eingesetzt. Die Proben wurden für 20 ... 30 Sekunden auf die gewünschte Temperatur erwärmt und dabei mit einem Thermoelement direkt an der Probe die Temperatur gemessen. Der dynamische Druckversuch erfolgte unmittelbar nach dem Abschalten der Heizeinrichtung. Um Reibungseffekte bei der Umformung zu vermeiden, wurden die Stirnflächen der Proben mit einem Hochtemperaturschmiermittel (SG300) versehen.

Für die Versuche bei Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} \approx 10^3\text{ s}^{-1}$ bis $\dot{\epsilon} \approx 10^4\text{ s}^{-1}$ wurden zwei Split-Hopkinson-Bar-Versuchsaufbauten eingesetzt, z.B. [134] und [135]. Diese bestehen aus axial exakt zueinander ausgerichteten gleichlangen Stangen, die in ihren Lagern frei gleiten können. Durch die Beschleunigung eines Schlagstabes, welcher auf den Eingangsstab trifft, wird eine Druckwelle erzeugt, die durch die Stangen und die Probe läuft. Auf den Stangen sind Dehnungsmeßstreifen appliziert, mit denen die elastischen Dehnungs-Zeit-Verläufe während des Versuches gemessen werden.

In Bild 4.4 ist die Versuchsanordnung schematisch dargestellt.

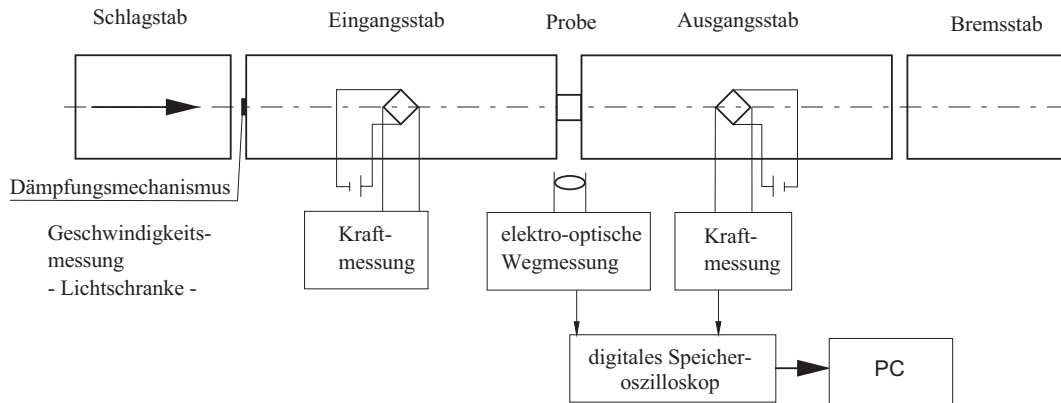


Bild 4.4: Schematische Darstellung des Hopkinsonaufbaus für dynamische Druckversuche.

Zwischen den Stangen wird die Probe positioniert. Da bei Versuchen in dieser Versuchsanlage einige Werkstoffe beim schnellen Umformvorgang versagen, werden die Stirnflächen der aus hochfestem Maraging-Stahl bestehenden Stangen zusätzlich mit ca. 2,5 mm bzw. 5 mm dicken Scheiben aus vergütetem Schnellarbeitsstahl (Werkstoff-Nr. 1.3343) mit einer Härte von 64 ... 65 HRC versehen. Um ungewollte Wellenreflektionen an den Grenzflächen zu vermeiden, wurde als Kopplungsmedium zwischen der Stirnfläche der Stäbe und der Scheibe MoS_2 -Paste aufgetragen und die Stabanordnung zunächst ohne Probe zusammengeschoben. Danach wurde die Probe zwischen den Stabenden positioniert.

Die Erfassung des Verformungsweg-Zeit-Verlaufes erfolgte über ein berührungslos arbeitendes System der Firma Zimmer OHG, Bild 4.4. Dabei wird die Bewegung einer schwarz/weißen Kante, welche an den Scheiben aus hochhartem Schnellarbeitsstahl befestigt ist, verfolgt.

Die Spannung σ , welche durch den Stoß mit der Geschwindigkeit v erzeugt wird, berechnet sich aus Gleichung 4.1.

$$\sigma = \rho c U_p = \frac{1}{2} \rho c v \quad (4.1)$$

Mit der elastischen Dehnung in den Stäben ergibt sich

$$\frac{\sigma}{E} = \varepsilon \quad (4.2)$$

und

$$c\varepsilon = U_p \quad (4.3)$$

Die Spannung σ , Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ und Dehnung ε lassen sich aus der Fläche A und dem E-Modul der Stangen, den transmittierten ε_T und reflektierten ε_R Dehnungen in den Stäben, der Schallwellengeschwindigkeit c_l und der Länge der Probe L wie folgt berechnen:

$$\sigma(t) = E_0 \frac{A_0}{A} \varepsilon_T(t) \quad (4.4)$$

$$\dot{\varepsilon}(t) = -\frac{2c_l}{L} \varepsilon_R \quad (4.5)$$

$$\varepsilon(t) = -\frac{2c_l}{L} \int_0^t \varepsilon_R dt \quad (4.6)$$

Alternativ dazu kann die Verformung der Druckproben mit einem optoelektronischen Extensometer und bis ca. 5 % plastischer Stauchung mit Dehnungsmeßstreifen an der Probe gemessen werden.

In Bild 4.5 ist ein typischer Verlauf der Spannung und mit unterschiedlichen Verfahren ermittelten bzw. gemessenen Verformung eines Druckversuches dargestellt.

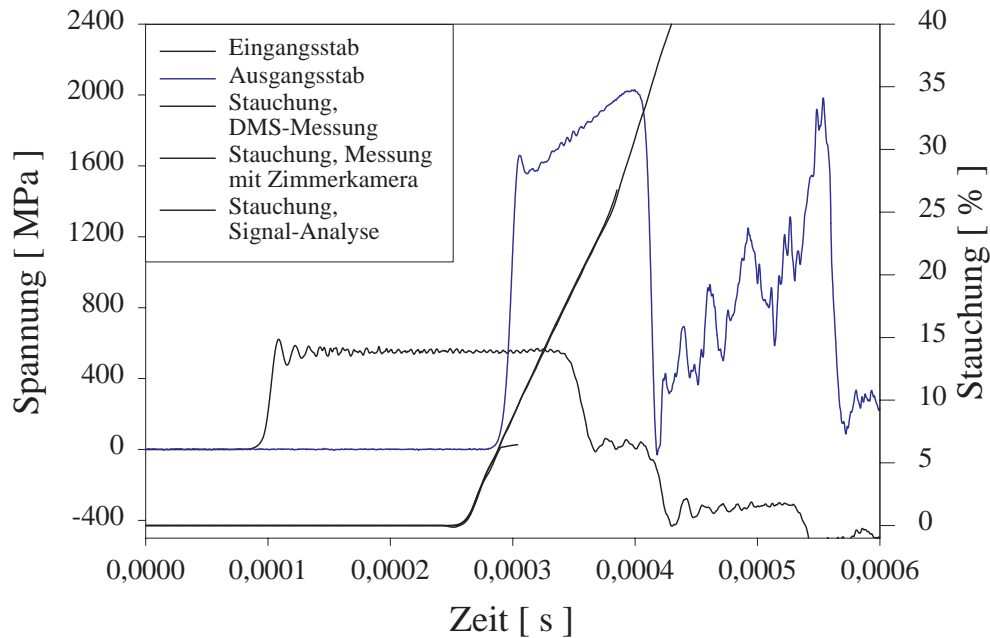


Bild 4.5: Typischer Spannungs- bzw. Verformungs-Zeit-Verlauf eines Druckversuches im Hopkinsonaufbau für Ti-6-22-22S. (Eingangsstab, Ausgangsstab, DMS, Zimmer-Signale untereinander.)

4.1.3 Scherversuche an Hutproben

Die von Hartmann und Meyer entwickelte und in Bild 4.6 dargestellte Hutprobe ermöglicht die Durchführung kontrollierter Scherversuche mit sehr hohen Scherverformungen bei hohen Dehn- bzw. Schergeschwindigkeiten [89]. Sie ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit verschiedener Werkstoffe hinsichtlich ihrer Energieaufnahme bis zum Versagen des Werkstoffes.

Bedingt durch die Geometrie und die Krafteinleitung in die Probe tritt auf beiden Seiten der Scherebene eine das Versagen fördernde Spannungskonzentration auf.

Durch Ringe werden die Scherverformungen begrenzt, wodurch eine gezielte Untersuchung der Mikrostrukturveränderung bei Scherprozessen möglich wird [90].

Zur Untersuchung schlagdynamisch ablaufender Schervorgänge wird die Hutprobe zwischen dem Eingangs- und Ausgangsstab des Hopkinsonaufbaus positioniert, Bild 4.7.

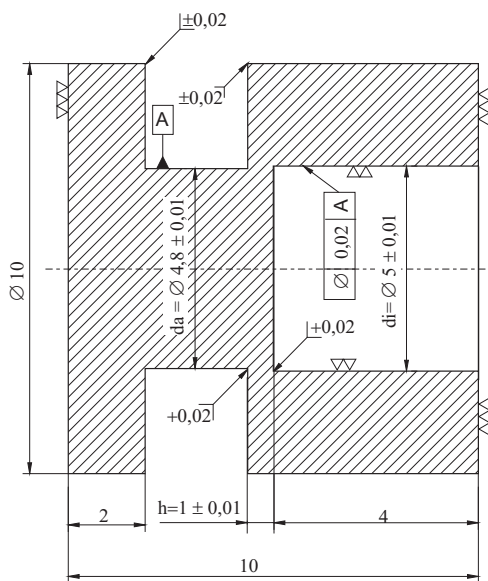


Bild 4.6: Skizze der Hutprobe.

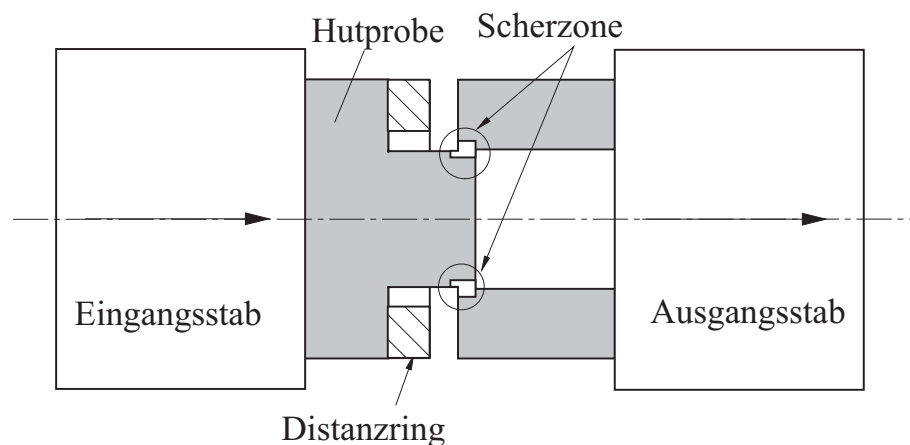


Bild 4.7: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für Scherversuch im Hopkinson-Aufbau mit der Hutprobe.

Die Berechnung der auf die Ausgangsgeometrie der Probe bezogenen Schubspannung τ erfolgt mit Gleichung 4.7.

$$\tau = \frac{F}{\pi h \left(\frac{d_i + d_a}{2} \right)} \quad (4.7)$$

Mit d_i und d_a sind die aus Bild 4.6 ersichtlichen Abmessungen für den Innen- und Außendurchmesser bezeichnet.

Mit Gleichung 4.8 wird die mittlere Dehngeschwindigkeit berechnet, indem die Geschwindigkeit des Eingangsstabes v durch die Dicke der plastisch verformten Zone d dividiert wird.

$$\dot{\gamma} = \frac{v}{d} \quad (4.8)$$

Alternativ dazu ist dies auch mit Gleichung 4.9 möglich.

$$\dot{\gamma} = \frac{\delta}{\lambda t} \quad (4.9)$$

Wie von de Andrade [81] gezeigt, ist die Ermittlung der Scherung auch nach den folgenden Zusammenhängen möglich.

Bild 4.8 zeigt schematisch die Scherzone der Hutprobe.

Mit λ ist die Breite der Scherzone, mit δ die Verschiebung bezeichnet.

Die Länge der verformten Diagonale l_i ergibt sich demnach als

$$l_i = (2 + 2\gamma + \gamma^2)^{1/2} d. \quad (4.10)$$

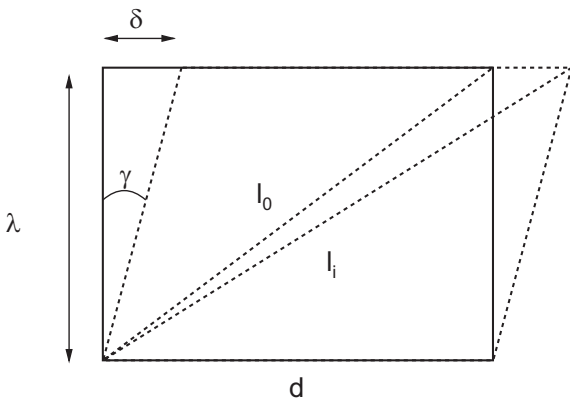


Bild 4.8: Berechnung der Scherung in Hutproben.

Unter der Voraussetzung $d = \lambda$ und $l_0 = \sqrt{2} d$ gilt

$$\frac{l_i}{l_0} = \frac{(2 + 2\gamma + \gamma^2)^{1/2}}{\sqrt{2}} \frac{l_i}{l_0} = \left(1 + \gamma + \frac{\gamma^2}{2}\right)^{1/2} \quad (4.11)$$

Mit der Definition von ε als

$$\varepsilon = \int_{l_0}^{l_i} \frac{dl}{l} = \ln \frac{l_i}{l_0} \quad (4.12)$$

gilt dann

$$\varepsilon = \ln \left(1 + \gamma + \frac{\gamma^2}{2}\right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

Die einachsigen Experimente dienen dazu, das Festigkeits-, Verformungs- und Versagensverhalten der Titanlegierung in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit und teilweise auch der Temperatur zu untersuchen. Aus den Druckversuchen wird in einem späteren Kapitel die dehn- und temperaturabhängige Fließgrenze mit Modellgesetzen beschrieben, und es wird ein Vergleich des Fließverhaltens unter Zug- und Druckbelastung vorgenommen. In den Scherversuchen mit Hutproben wird der Einfluß der Schlag- bzw. Verformungsgeschwindigkeit auf Scherfestigkeit, Verformungsvermögen und Energieaufnahme bis zum Werkstoffversagen untersucht.

4.2 Mehrachsige Experimente

Technische Prozesse und in der Praxis auftretende Beanspruchungsfälle sind häufig durch sehr komplexe Spannungs- und Verformungszustände gekennzeichnet, in denen reine Zug- oder Druckbelastungen vergleichsweise selten auftreten. Die Inhomogenität des Spannungszustandes bei Verformungsprozessen führt dazu, daß das Formänderungsvermögen eines Werkstoffes in demjenigen Bereich der Umformzone zuerst erschöpft ist, in dem der ungünstigste Spannungszustand auftritt. Dem Wechselspiel zwischen Scher- und Druckbeanspruchungen kommt bei der Betrachtung des Festigkeits- und Verformungsverhaltens, insbesondere bei der Hochgeschwindigkeitsverformung, eine große Bedeutung zu.

In diesem Abschnitt soll die Wirkung der Überlagerung von Scherbelastungen bei Druckbeanspruchungen und die Überlagerung von Druckbeanspruchungen bei Scherbelastungen untersucht werden. Dazu wird die von Meyer [136] entwickelte Methode der simultanen schlagdynamischen Druck-/Scher-Belastung auf die Untersuchung des Festigkeits- und Versagensverhaltens der Titanlegierung angewendet. In einem weiteren Punkt wird eine neuartige Versuchsmethode vorgestellt, mit welcher der Scherbelastung gezielt Druckspannungen überlagert werden können. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Untersuchung des Werkstoffverhaltens unter dynamischer, d.h. schlagartiger Belastung.

4.2.1 Druck-/Scher- Experimente

Bei reiner Druckbelastung kerbfreier, regelmäßig geformter Körper werden z.B. von höherfesten Vergütungsstählen meist plastische Verformungen von mindestens 50 % ohne Rißbildung ertragen. Ausreichende Schmierung der Stirnflächen der Probe vorausgesetzt, wird davon ausgegangen, daß beim axialen Stauchvorgang die Verformung die gesamte Probe weitgehend homogen erfaßt. Treten mehrachsige Beanspruchungskombinationen in Verbindung mit hohen Dehngeschwindigkeiten auf, so kann es zu einer inhomogenen Verteilung der Verformung kommen. Je nach Werkstoffverhalten kann sich die makroskopisch aufgebrachte Verformung mikroskopisch auf sehr schmale Bereiche konzentrieren, an denen dann das Versagen des beanspruchten Körpers ausgelöst wird.

Die Anfälligkeit eines Werkstoffes gegenüber dem Versagen durch adiabatische Scherung wird bisher vornehmlich durch dynamische Torsionsbelastungen mit rohrförmigen Proben untersucht [137], [138]. Zwar ist durch die verwendeten dünnwandigen Proben ein eindeutiger Spannungszustand gewährleistet, die Entstehung der Verformungskonzentration durch Werkstoff- oder Oberflächeninhomogenitäten schränkt die Aussagekraft jedoch ein.

Die von Hartmann und Meyer [89], [139] eingeführte Hutprobe besitzt den Vorteil einer sehr hohen möglichen Scherverformung und der guten Vergleichbarkeit verschiedener Werkstoffe hinsichtlich ihrer Energieaufnahme bis zum Versagen. Als Nachteil weist diese Probenform an beiden Seiten der Scherebene eine das Werkstoffversagen fördernde Spannungskonzentration auf, [83] und [90].

Daher wurde nach einer neuen Werkstoffprüfmethode gesucht, bei der dem Werkstoff ein definierter, homogener Belastungs- bzw. Verformungszustand angeboten wird und das Werkstoffverhalten selbst die Anfälligkeit zur Scherverformungskonzentration steuert. Es wurde Wert auf eine massive Vollprobe gelegt, um die oben genannten Nachteile einer Rohrprobe zu vermeiden. Von Meyer [136] durchgeführte Untersuchungen mit kubischen Druck-/Scher-Proben ergaben, daß bereits sehr geringe Anteile einer zusätzlich zur einachsigen Druckspannung wirkenden Scherspannung bewirken, daß sich das Versagensverhalten von metallischen Werkstoffen gravierend verändern kann [140].

Dabei reicht eine Krafteinleitung durch Trockenreibung mit einem Reibkoeffizienten von $\mu > 0,25$ an den Stirnflächen von zylindrischen Stauchproben aus, um die erforderlichen Schubkräfte von 5 bis 20 % der Axialkräfte quer zur Probenachse simultan zu den axial wirkenden Stauchkräften einzuleiten.

Diese Überlegung führt zu der in Bild 4.9 dargestellten Probenform, bei der eine zylindrische Druckprobe mit einer ursprünglich im rechten Winkel zur Probenlängsachse gelegenen Stirnfläche um einen geringen Winkel α angestellt wird, [136] und [141].

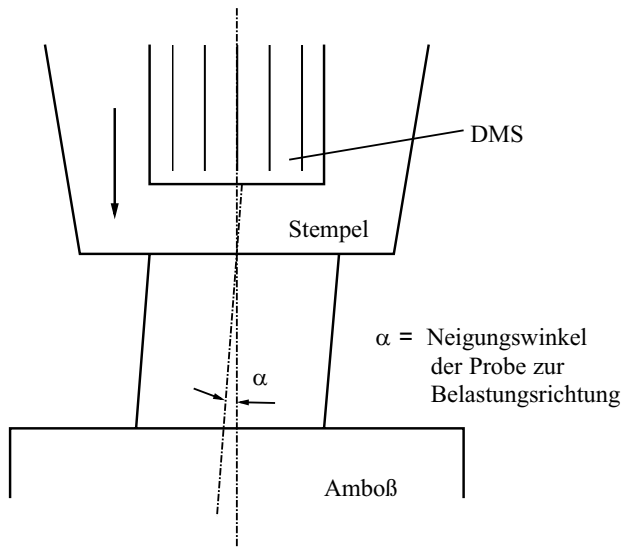


Bild 4.9: Neigung der Probe.

Der Vorteil dieser Probenform und Belastungsweise liegt darin, daß nicht dünnwandige Kreisringquerschnitte wie bei üblichen Torsionsbelastungen, sondern Vollquerschnitte verwendet werden können. Auch fehlt die bei den Hutproben aus der Geometrie herrührende extreme Spannungskonzentration neben der

Scherzone, [136] und [142]. Die Probe wird homogen gestaucht und geschert, bis eine Lokalisierung der Scherverformung einsetzt [69].

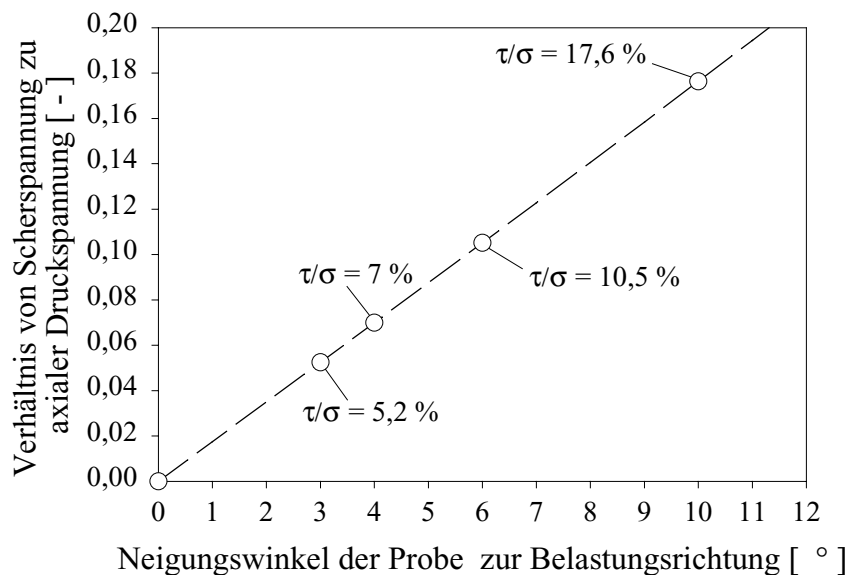


Bild 4.10: Induziertes τ/σ Verhältnis.

Über die Gleichung 4.14

$$\tan \alpha = \frac{\tau}{\sigma} \quad (4.14)$$

ergibt sich z.B. bei einem Neigungswinkel der Proben von 4 °, 6 ° und 10 ° ein Verhältnis von überlagerter Scherspannung zur axialen Druckspannung $\tau/\sigma = 7 \%$, 10,5 % und 17,6 %, Bild 4.10.

Bild 4.11 zeigt die aus dem gemessenen Weg-Zeit- und Kraft-Zeit-Signal errechneten Verläufe der axialen nominellen Druckspannung über der axialen Stauchung für einachsige Druck- und zweiachsige Druck-/Scher-Versuche am Beispiel einer hochfesten Wolframsinterlegierung.

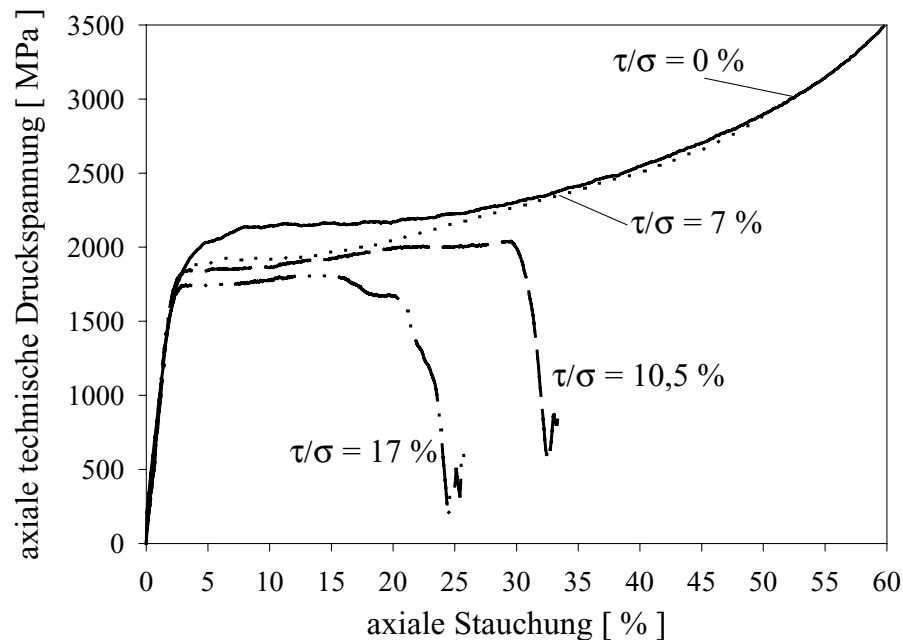


Bild 4.11: Typische technische Spannungs-Stauchungs-Verläufe eines Wolframsinterwerkstoffes bei dynamischer axialer Beanspruchung als Funktion des Verhältnisses τ/σ aus [69].

Der Verlauf der sogenannten Fließkurven für Druck-/Scher-Belastung entspricht bei niedrigen Verformungen im Prinzip einem üblichen Druckspannungs-Stauchungs-Verlauf. Nach einem elastischen Anstieg folgt plastisches Fließen mit Verformungsverfestigung. Während im allgemeinen bei rein einachsiger Stauchverformung ein kontinuierlicher Anstieg der nominellen Fließspannung bis zu höchsten Stauchungen erfolgt,

ergibt sich bei Druck-/Scher-Verformungen nach der o.g. Verformungsverfestigung ein Wendepunkt und ein Spannungsmaximum. Diese Abweichung vom einachsigen Stauchverhalten wird damit erklärt, daß zumindest am Spannungsmaximum eine Konzentration der Scherverformung auf ein schmales Scherband entstanden ist, [69] und [136]. In diesem kleinen Werkstoffvolumen wird der überwiegende Teil der Verformungsarbeit verrichtet, was aufgrund der Kurzzeitverformung zu einer nahezu vollständig adiabatischen Temperaturerhöhung und damit zu einer temperaturbedingten Entfestigung führt.

4.2.2 Scherversuche mit überlagertem hydrostatischen Druck

4.2.2.1 Versuchsaufbau

Um das Kraft-Zeit- und Verformungs-Zeit-Verhalten unter Scherbelastung in Abhängigkeit von der überlagerten Druckbelastung untersuchen zu können, wurde eine neuartige Versuchstechnik entwickelt. Sie kombiniert die Vorteile, die Kraft- und Verformungsgeschichte während der schlagdynamischen Belastung bei Dehngeschwindigkeiten von 10^3 s^{-1} bis 10^4 s^{-1} aufzuzeichnen und den Werkstoff dabei gezielt zu verformen. Der Versuchsaufbau ist in Bild 4.12 dargestellt.

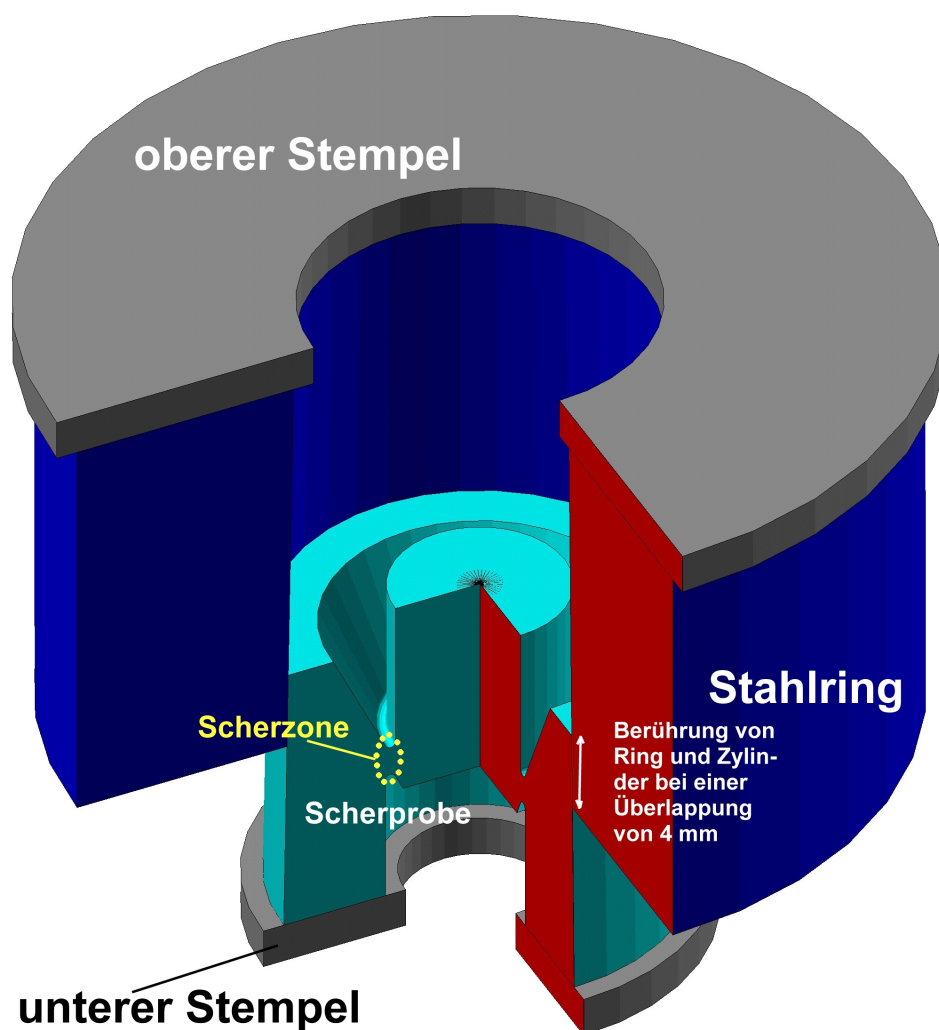


Bild 4.12: Schnitt durch die Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Scherverhaltens unter hohen überlagerten Druckbelastungen. Mit dem oberen Stempel wird der Ring auf die Scherprobe gepreßt. Der Prüfstempel für den dynamischen Scherversuch ist nicht dargestellt. Die Außenfläche der Scherprobe und die Innenseite des Stahlringes sind mit einer Kegelneigung von 1:30 versehen, so daß bei axialer Verschiebung des Stahlringes ein radialer Druck in der Scherprobe entsteht.

Er besteht aus einem hochfesten martensitaushärtenden Stahling (dunkelblau) mit einem Innenkegel, der mit Hilfe zweier Stempel (grau) auf eine zylinderförmige Scherprobe aus Ti-6-22-22S (hellblau) mit einem Außenkegel gepreßt wird.

Die Geometrie der Scherprobe und des Ringes mit den bei der Fertigung geforderten Toleranzen zeigt Bild 4.13 und Bild 4.14.

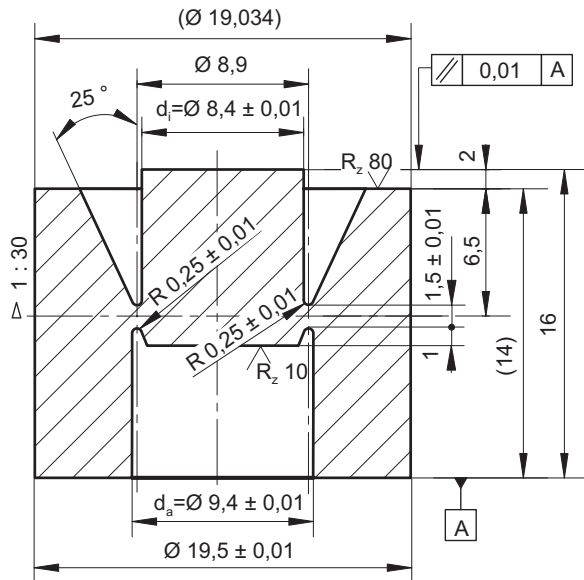


Bild 4.13: Scherprobe.

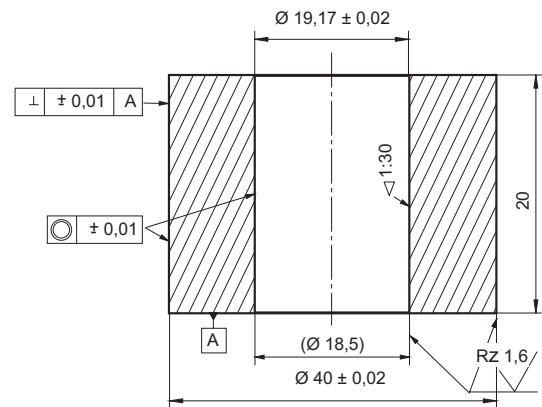


Bild 4.14: Ring

Auf Grund der konusförmigen Innenseite des Stahlringes und der Außenseite der Scherprobe mit einer Steigung von 1:30 und der gewählten Ausgangsgeometrien werden Ring und Scherprobe zunächst ohne Kraftaufwand um eine gewisse Strecke ineinander verschoben, bis nach einer bestimmten Überlappung von Ring und Probe beide Körper nur noch durch hohe Kräfte weiter ineinander verschoben werden können.

Danach wird der Stahlring weiter unter allmählicher Lastaufbringung auf die Scherprobe aufgepreßt. Das bewirkt die Dehnung des Ringes und ein Zusammendrücken der Scherprobe und induziert so in der Scherzone der Probe radiale Druckspannungen. Durch die Variation der Verschiebung zwischen Ring und Scherprobe beim Aufpressen werden dabei unterschiedlich hohe Druckspannungen oder Drücke eingeleitet. Anschließend erfolgt der dynamische Scherversuch.

4.2.2.2 Finite-Element-Simulation der Spannungs- und Verformungsverteilung

Auf Grund der Geometrie der Prüfanordnung ist die Spannungs- und Verformungsverteilung in beiden Körpern inhomogen. Um den Anteil und die Höhe des Druckes, der durch den Aufpreßvorgang auf die Scherzone wirkt und die Spannungs-Dehnungs-Verteilungen in der Probenanordnung bestimmen zu können, wurde die Finite-Element-Methode mit dem Programm ANSYS[©] eingesetzt [143].

Zur Bewertung der Ergebnisse der FE-Analyse wurden weiterhin an meßtechnisch zugänglichen Stellen, d. h. in der Mitte der Scherprobe und an bis zu 8 Positionen der Mantelfläche des Ringes Dehnungsmeßstreifen appliziert, Bild 4.15. Zusammen mit den beim Aufpressen des Ringes auf die Probe aufgezeichneten Kraft-Zeit und dem Verschiebungs-Zeit-Signalen ist es möglich, experimentell gemessene und mit der FEM-Analyse ermittelte Dehnungen zu vergleichen und an den für direkte Messungen unzugänglichen Stellen der Prüfanordnung, wie der Scherzone, den Anteil an hydrostatischem Druck zu bestimmen.

Auf Grund ihrer Form konnte die Scherprobe durch ein zweidimensionales axialsymmetrisches Finite-Element-Modell (rote Fläche in Bild 4.12) simuliert werden.

Das Koordinatensystem, das zur Definition der Geometrie und der Randbedingungen verwendet wurde, ist in Bild 4.16 dargestellt.

Die Geometrie des Modells wurde durch 24 Keypoints (rote Kreuze mit schwarzen Nummern) definiert, deren Koordinaten in der Tabelle in Bild 4.16 aufgeführt sind. Das Koordinatensystem, auf welches diese Werte bezogen sind, liegt auf der Verbindungslinie zwischen Keypoint 1 und 2. Die Y-Achse ist identisch mit der Symmetrieachse des Modells, die X-Achse läuft durch die Mitte der Scherzone und die Z-Achse zeigt in Umfangsrichtung. Die Belastung des Modells erfolgt über Verschiebungsrandbedingungen, welche auf die Knoten, die auf den Linien zwischen den Keypoints 1 und 2 (Symmetrieachse), 19 und 20 (Oberseite des oberen Stempels) sowie 23 und 24 (Unterseite des unteren Stempels) liegen, aufgebracht werden. Dies wird im Bild anhand von farbigen Dreiecken dargestellt. Die Knoten auf der Oberseite des oberen Stempels werden in ca. 25 Teilschritten von ca. 0,4 mm um insgesamt 10 mm nach unten verschoben (rote Dreiecke), während die Verschiebung der Knoten auf der Unterseite des unteren Stempels in y-Richtung sowie die Verschiebung der Knoten auf der Symmetrieachse des Modells in x-Richtung auf Null gesetzt wird (grüne bzw. blaue Dreiecke).

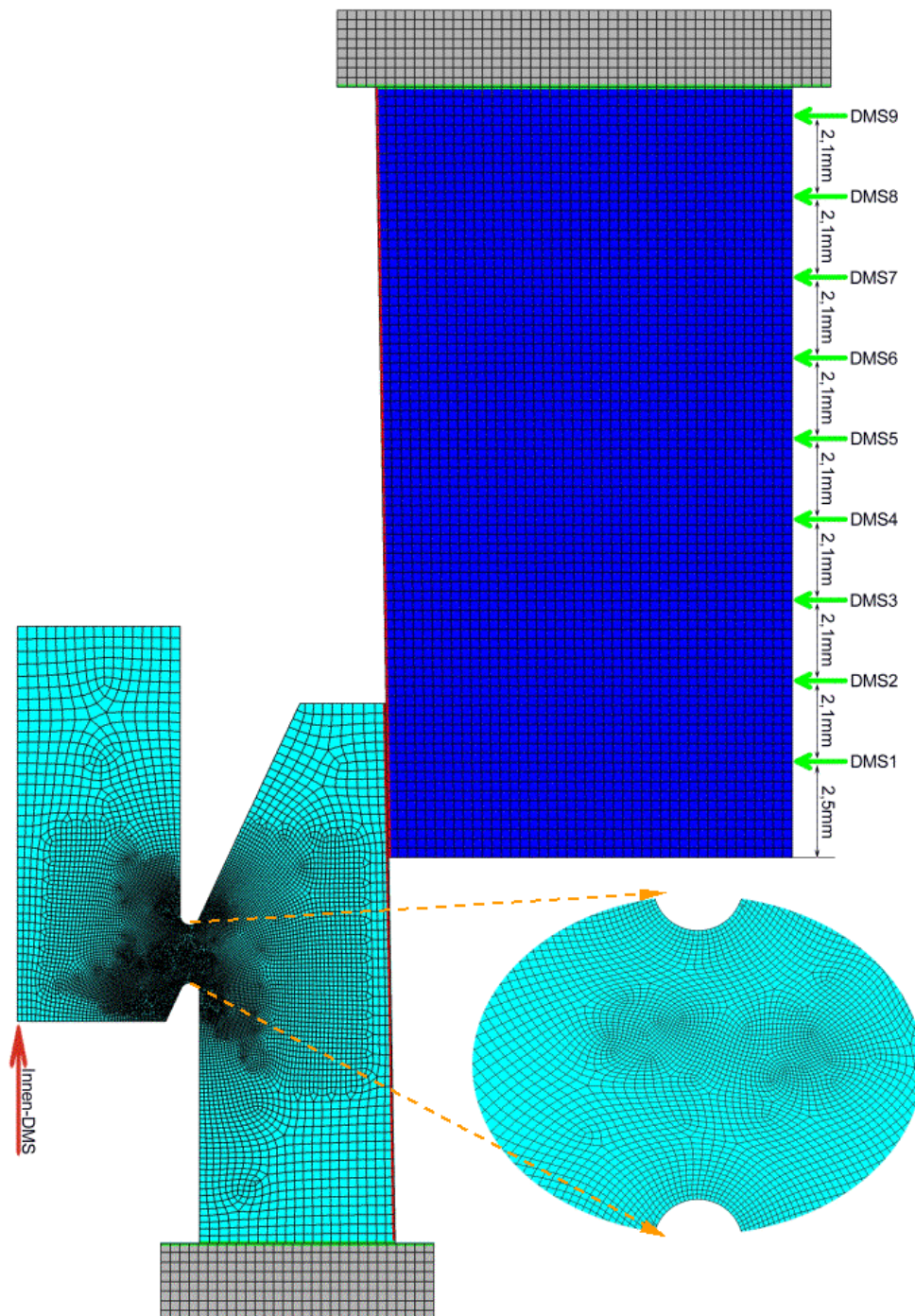


Bild 4.15: Vernetzung von Scherprobe, Ring und Druckplatten sowie Kennzeichnung der Positionen zur Bestimmung der Dehnungen. Die Dehnungen wurden beim Aufpreßvorgang in der Mitte der Scherprobe (Innen-DMS) und an der Mantelfläche des Ringes mit Dehnmeßstreifen gemessen und mit den Werten der FEM-Simulation verglichen.

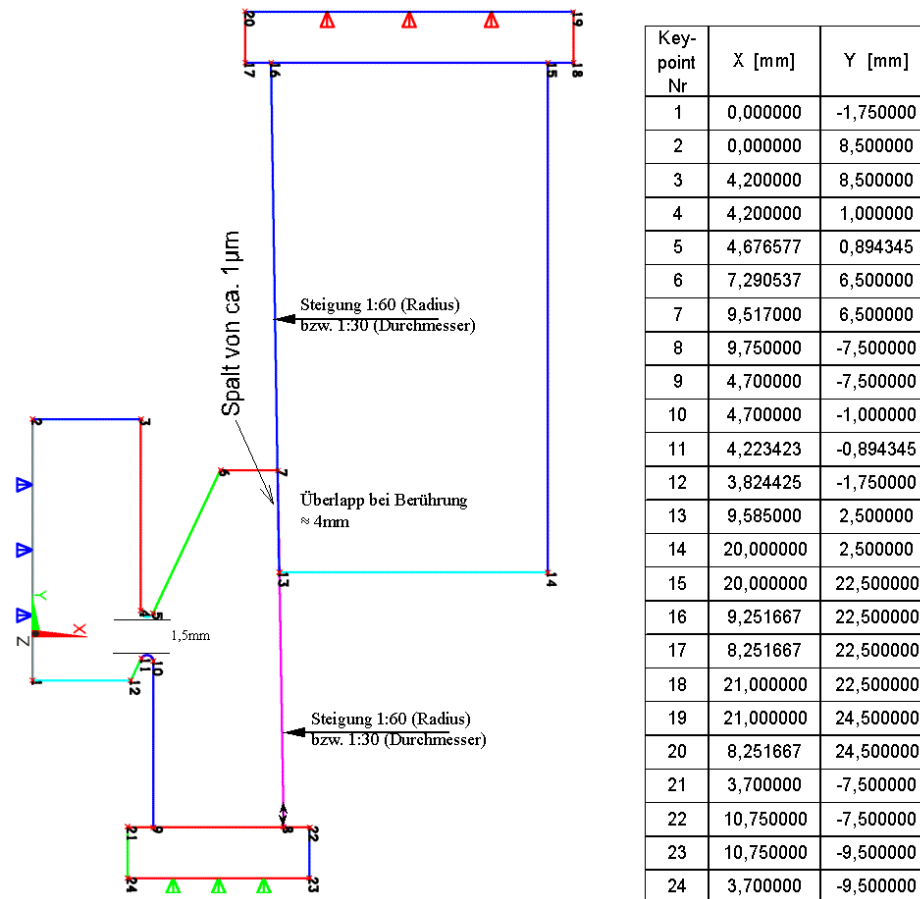


Bild 4.16: Geometrie und Belastung der Scherprobe, sowie Koordinaten der Key-points.

Das Modell wurde mit ca. 20000 Elementen mit quadratischen Ansatzfunktionen und 8 Knoten pro Element vernetzt, Bild 4.16. Die Kantenlänge dieser Elemente lag zwischen ca. $20 \mu\text{m}$ im Bereich der Scherzone und ca. $400 \mu\text{m}$ außerhalb der Scherzone. Die Punkte, an denen für jede in der Simulation berechnete Stempelverschiebung (=Teilschritt) die im FE-Modell auftretenden Dehnungen bestimmt wurden, sind durch rote (Bestimmung der radialen Dehnung) und grüne Pfeile (Bestimmung der Dehnungen in Umfangsrichtung) gekennzeichnet.

Um eine realistische Lastverteilung zu erreichen, wurden auch Teile der Stempel, mit denen Ring und Probe aufeinander gepreßt werden, im Modell berücksichtigt. Die vier verschiedenen Teile des Finite-Element-Modells (oberer Stempel, unterer Stempel, Stahlring und Scherprobe) können in drei Bereichen, die mit insgesamt ca. 600 Kontaktelementen vernetzt sind, miteinander wechselwirken, Bild 4.15. Diese Kontaktelemente bewirken abstoßende Kräfte, sobald eine Überlappung zwischen den verschiedenen Teilen des Modells auftritt. Da die Steifigkeit der Kontaktelemente aus numerischen Gründen beschränkt ist, kann eine Überlappung jedoch nie völlig vermieden werden. Bei den untersuchten Modellen lag diese Überlappung im Kontaktbereich zwischen Ring und Probe bei ca. $1\text{ }\mu\text{m}$.

Die Reibung zwischen den verschiedenen in Kontakt stehenden Materialien wurde mit einem Coulomb-Reibungsmodell mit konstantem Reibkoeffizienten simuliert. Die Größe des Reibkoeffizienten wurde dabei so angepaßt, daß die im Modell berechneten Kräfte beim Aufpressen des Rings auf die Probe ungefähr mit den im Versuch gemessenen Kräften übereinstimmten.

Für eine quantitative Analyse wurden die von-Mises-Vergleichsspannung, der hydrostatische Druck und die erste plastische Hauptdehnung für jeden berechneten Teilschritt der Belastung entlang von zwei aufeinander senkrecht stehenden und durch die Mitte der Scherzone verlaufenden Pfaden berechnet. Der genaue Verlauf dieser als Pfad 1 und Pfad 2 bezeichneten Pfade zeigt Bild 4.17.

Bild 4.18 und Bild 4.19 zeigen einen Vergleich der beim Aufpreßvorgang gemessenen Kraft am oberen Stempel beim Aufpressen des Ringes und der Dehnung in der Mitte der Scherprobe mit den bei der FE-Simulation errechneten Werten. Beide Bilder zeigen eine gute Übereinstimmung von Versuch und Simulation. In Bild 4.19 ist weiterhin der berechnete hydrostatische Druck in der Mitte der Scherzone, d.h. im Schnittpunkt von Pfad 1 mit Pfad 2 in Bild 4.17, in Abhängigkeit vom Aufpreßweg dargestellt. Er dient als Bezugsgröße bei der Auswertung und Interpretation der Ergebnisse der dynamischen Scherversuche.

Bei dem dynamischen Scherversuch mit überlagerter Druckspannung wurde die Scherprobe mit dem aufgepreßten Ring im Fallwerk positioniert und mit einem schlagdynamisch kalibrierten Prüfstempel bei einer Geschwindigkeit von etwa 1 m/s der mittlere Zylinder der Scherprobe elastisch verschoben, vgl. Bild 4.12. Aufgrund der Querschnittsunterschiede in der Scherprobe verformt sich der Scherzonenbereich plastisch.

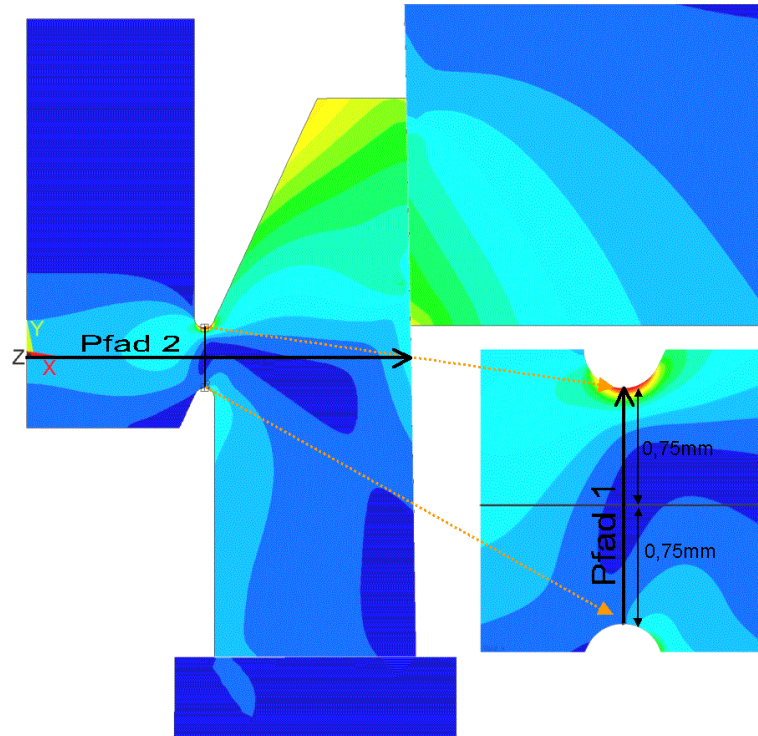


Bild 4.17: Definition der zwei zur Analyse des Spannungs- bzw. Dehnungszustandes in der Scherzone verwendeten Pfade.

Im Experiment wurden die Kraft am Prüfstempel und der axiale Weg der Verformung gemessen.

Bei dem dynamischen Scherversuch mit überlagerter Druckspannung wurde die Kraft F am Prüfstempel gemessen und die Scherspannung τ aus der Kraft bezogen auf die Ausgangsgeometrie der Probe (Bild 4.13) mit Gleichung 4.15 berechnet.

$$\tau = \frac{F}{\pi h \left(\frac{d_i + d_a}{2} \right)} \quad (4.15)$$

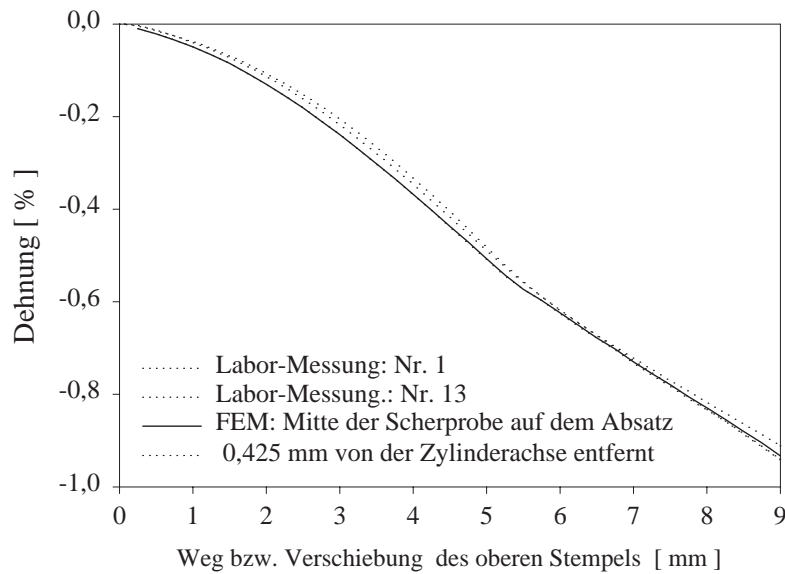


Bild 4.18: Vergleich der berechneten und gemessenen Dehnung im Inneren der Probe beim Aufpressen des Ringes.

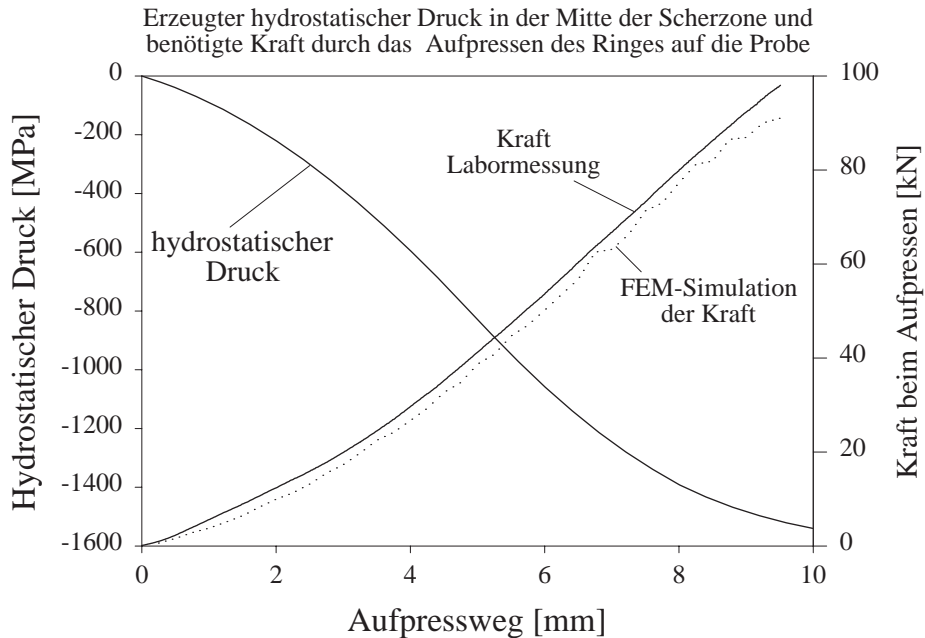


Bild 4.19: FEM-Simulation der Abhängigkeit des hydrostatischen Druckes in der Mitte der Scherzone vom Aufpreßweg des Ringes und Vergleich von gemessener und berechneter Kraft beim Aufpressvorgang. Ring und Scherprobe weisen vor dem Aufpressvorgang eine Überlappung von 4 mm auf.

4.2.3 Versuche unter Stoßwellenbelastung-Platten-Impakt

Mit den bisher beschriebenen Prüfmethoden läßt sich das Werkstoffverhalten im Dehngeschwindigkeitsbereich bis zu etwa $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ s}^{-1}$ untersuchen. Noch höhere Dehngeschwindigkeiten werden mit dem Platten-Impakt bzw. der sogenannten Flyer-Plate-Technik erreicht. Die dabei auftretenden Spannungs- und Formänderungen unterscheiden sich deutlich von den bisher beschriebenen schlagdynamischen Untersuchungsverfahren bei niedrigeren Dehngeschwindigkeiten und werden in diesem Abschnitt in stark gekürzter Form zum besseren Verständnis der Experimente vorgestellt. Umfangreichere Darstellungen der Problematik finden sich z.B. in [32], [144] und [145].

4.2.3.1 Stoßwellenbeziehungen beim Platten-Impakt

Beim Platten-Impakt-Versuch trifft eine beschleunigte Platte (Projektil) mit großer Geschwindigkeit auf ein stationäres Target. Im Inneren des Werkstoffes entstehen elastische und plastische Stoßwellen, welche sich mit unterschiedlich hoher Phasengeschwindigkeit ausbreiten [145]. Auf Grund der Geometrieverhältnisse von Platte und Target erzeugen diese longitudinalen planaren Stoßwellen einen dreiachsigen Spannungszustand bei einachsiger Verformung. Die Verformung tritt nur in Belastungsrichtung bzw. der Wellenausbreitungsrichtung auf.

Stoß- oder Schockwellen setzen sich allgemein aus einer Schockfront, einem flachen Maximum und der Entlastung zusammen, rechter Teil von Bild 4.20.

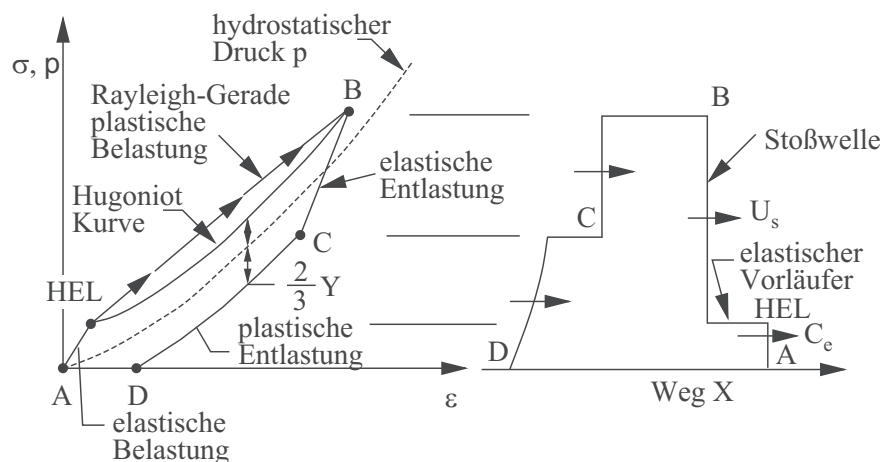


Bild 4.20: Im Platten-Impakt erzeugte Stoß- oder Schockwellenbelastung mit einachsigem Formänderungszustand aus [145]. Belastungs-Entlastungs-Zyklus und Stoßwellenprofil.

Der Stoßwelle geht ein elastischer Vorläufer voraus, der eine Amplitude gleich der Fließgrenze des Werkstoffes hat. Diese wird mit HEL (Hugoniot Elastic Limit) bezeichnet. Bei ausreichend hohem Druck übersteigt die Stoßwelle den elastischen Vorläufer, da die Stoßwellengeschwindigkeit U_s mit zunehmendem Druck p ansteigt. Der Teil der Welle, in dem der Druck auf null zurückgeht, ist die Entlastungswelle.

Die Berechnung der Stoßwellenparameter basiert auf der Betrachtung vor und hinter der Schockfront, Bild 4.21.

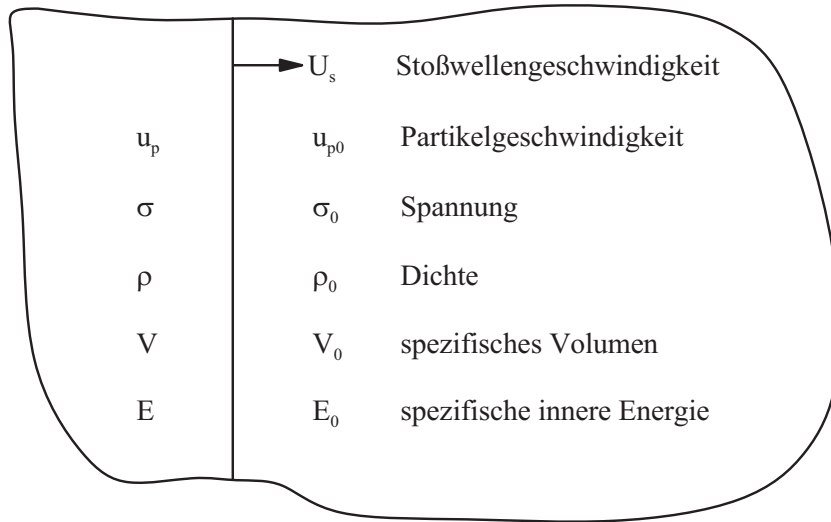


Bild 4.21: Bedingungen um eine sich bewegende Schockfront. Der Index 0 beschreibt den unbelasteten Werkstoff.

Die Schockwellenfront läuft mit der Stoßwellengeschwindigkeit U_s durch das Material, wobei die Partikel (Atome) vor der Front feststehen, hinter der Front sich aber mit der Geschwindigkeit u_p bewegen. Diese Verschiebung der Partikel ist für den Anstieg des Druckes verantwortlich [146].

Die Gleichungen für Masse (Gleichung 4.16), Impuls (Gleichung 4.17) und Energie (Gleichung 4.18) beschreiben als Erhaltungssätze den Werkstoff vor und hinter der Schockfront. Der Index 0 kennzeichnet den unbelasteten Werkstoff.

$$\varrho_0 U_s = \rho(U_s - u_p) \quad (4.16)$$

$$\sigma - \sigma_0 = \varrho_0 U_s (u_p - u_{p0}) \quad (4.17)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(\sigma + \sigma_0)(V_0 - V) \quad (4.18)$$

Das Bild 4.20 zeigt den Belastungs-Entlastungs-Zyklus und das dazugehörige Stoßwellenprofil. Durch Anwendung von Gleichung 4.16 und 4.17 erhält man die Hugoniot Kurve, die den Ort aller Zustände in der Spannungs-Formänderungsebene hinter der Schockwelle beschreibt [145]. Die entsprechende Spannung wird als Hugoniot-Spannung bezeichnet. Sie wirkt in Richtung der Stoßwelle und muß Gleichung 4.17 erfüllen. Im Schockwellenexperiment wird jedoch ein Punkt auf der Hugoniot-Kurve nicht längs dieser Kurve erreicht, sondern der Belastungsweg liegt auf der Rayleigh-Geraden. Der Unterschied zwischen dem aktuellen Spannungszustand auf der Rayleigh-Geraden und dem entsprechenden Zustand auf der Hugoniot-Kurve kann als viskose Spannung interpretiert werden [145].

4.2.3.2 Spannungs- und Formänderungszustände beim Platten-Impakt

Zur Verdeutlichung der wirkenden Spannungs- und Formänderungszustände beim Platten-Impakt werden zunächst die jeweils wirkenden Beziehungen für einen isotropen, elastisch-ideal plastischen Werkstoff im Vergleich zum einachsigen Spannungszustand (z.B. quasistatischer Zugversuch) vorgestellt, Bild 4.22.

Der elastische Bereich wird durch die Spannungs-Dehnungs-Beziehung mit Gleichung 4.19 und das Fließkriterium mit Gleichung 4.20 beschrieben. Der Index t kennzeichnet die transversale Spannungskomponente σ_t .

$$\sigma = E \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \varepsilon = M\varepsilon \quad (4.19)$$

$$\sigma - \sigma_t = Y \quad (4.20)$$

Im plastischen Bereich wird der mittlere Stoßwellendruck p mit Gleichung 4.21 berechnet und entspricht im Druckbereich in etwa dem hydrostatischen Druck, da die Längenänderung aufgrund der ebenen Formänderung mit der Volumenformänderung $\varepsilon = \Delta V/V_0$ identisch ist [145].

$$p = \frac{1}{3}(\sigma + 2\sigma_t) = K \frac{\Delta V}{V_0} = K\varepsilon \quad (4.21)$$

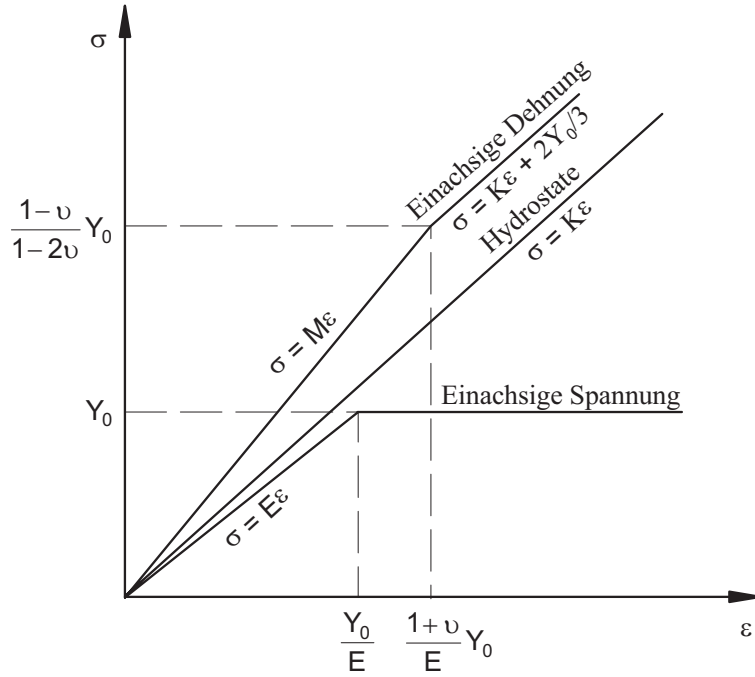


Bild 4.22: Spannungs-Formänderungs-Beziehung für einen elastisch-ideal plastischen Werkstoff unter einachsiger Spannung und einachsiger Formänderung (Platten-Impakt). Y_0 : Fließgrenze mit plastischer Formänderung $\varepsilon_{pl} = 0$, [145].

Durch Einsetzen und Umformen von Gleichung 4.21 in Gleichung 4.20 ergibt sich Gleichung 4.22.

$$\sigma = p + \frac{2}{3} Y \quad (4.22)$$

Unter einachsiger Formänderung enthält damit jede Spannungskomponente neben dem Fließspannungsanteil weiterhin einen isotropen Druckanteil [145].

Die elastische Fließgrenze, ab welcher der Werkstoff unter einachsiger Formänderung mit dem plastischen Fließen beginnt, wird im englischen Sprachraum als Hugoniot-Elastic-Limit (HEL) bezeichnet, Gleichung 4.23.

$$(\varepsilon_{HEL}, \sigma_{HEL}) = \left(\frac{1+\nu}{E} Y_0, \frac{1-\nu}{1-2\nu} Y_0 \right) \quad (4.23)$$

4.2.3.3 Versuchsaufbau beim Platten-Impakt

Für die Schockwellenexperimente wurden Proben mit einer Dicke von 10 mm gefertigt. Die Proben wurden mit Projektilen in Form von 2 mm dicken Aluminiumplatten mit Geschwindigkeiten von 630 ± 20 m/s beschossen. Die Projektilen wurden mit der in Bild 4.23 dargestellten Versuchsanordnung beschleunigt.

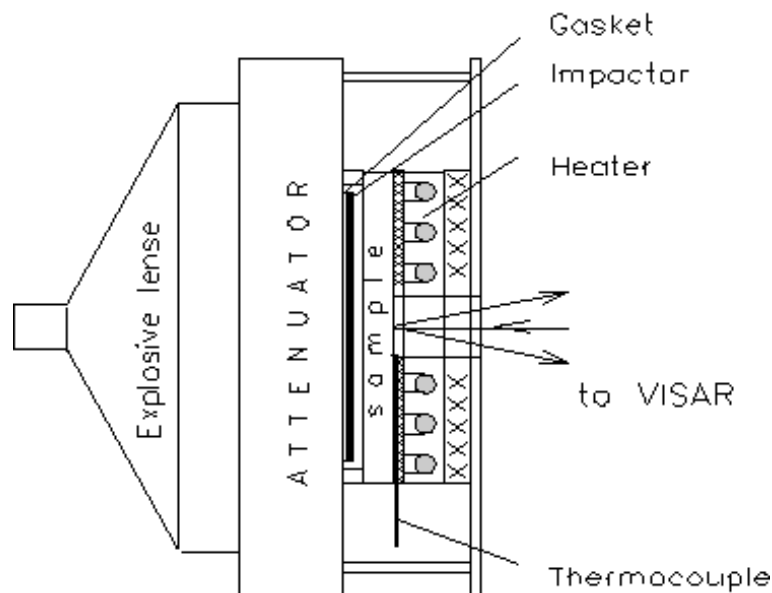


Bild 4.23: Versuchsanordnung für Spallationsexperimente bei erhöhter Prüftemperatur nach [147].

Die Proben wurden durch an der Rückseite angebrachte Drähte durch Widerstandserwärmung auf die Prüftemperatur gebracht. Das Heizelement besteht aus 0,5 mm dickem NiCr-Draht und ist an der Rückseite des Probenhalters mit einem 5 mm dicken Asbestblech thermisch isoliert. Die Heizleistung beträgt 1 kW und ermöglicht eine Erwärmung der verwendeten Proben in etwa 15 Minuten auf 600 °C. Für die Durchführung von Experimenten bei tiefen Temperaturen wurde die Probe mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die Temperatur der Oberfläche der Probe wurde mit einem Thermoelement, welches sich in einem Abstand von etwa 7 bis 8 mm von der Mitte der Probe befand, gemessen.

In den Stoßwellenexperimenten wurde die Geschwindigkeit der freien Target-Oberfläche mit einem VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector)-Laserinterferometer nach [148] gemessen. Die VISAR-Signale wurden dem Hochfrequenzoszillographen Tektronix TDS 744A mit einer Zeitauflösung von 2 ns aufgenommen.

Für die Auswertung der Versuche wurden aus der longitudinalen Schallwellengeschwindigkeit $c_l = 6,01 \pm 0,04 \text{ km/s}$ und der Poisson-Zahl $\nu = 0,327$ mit Gleichung 4.24 zunächst die transversale Schallwellengeschwindigkeit c_t

$$c_t = c_l \sqrt{\frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}} \quad (4.24)$$

und danach die Schallgeschwindigkeit bei isotroper Kompression c_b mit Gleichung 4.25

$$c_b = \sqrt{c_l^2 - \frac{4}{3} c_t^2} \quad (4.25)$$

mit $c_b = 4,87 \text{ km/s}$ berechnet.

Zur Auswertung der Experimente bei erhöhter Temperatur wurde die Temperaturabhängigkeit des Schermoduls nach [149] mit $\frac{\partial G}{\partial T} = -27 \text{ MPa/K}$ bzw. -23 MPa/K berechnet.

Die Abhängigkeit des Kompressionsmoduls K von der Temperatur wurde mit Gleichung 4.26

$$\frac{\partial K}{\partial T} \approx -K\alpha \left(\frac{\partial K}{\partial p} - \Gamma \right) \quad (4.26)$$

mit

$$\frac{\partial K}{\partial p} = 4,37, \Gamma = 1,23, \alpha = (2,9 \pm 0,4) 10^{-5} 1/K \quad (4.27)$$

bestimmt.

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Verhalten unter einachsiger Beanspruchung

5.1.1 Zugbelastung

Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten der Legierung Ti-6-22-22S bei verschiedenen Dehngeschwindigkeiten ist in Bild 5.1 dargestellt.

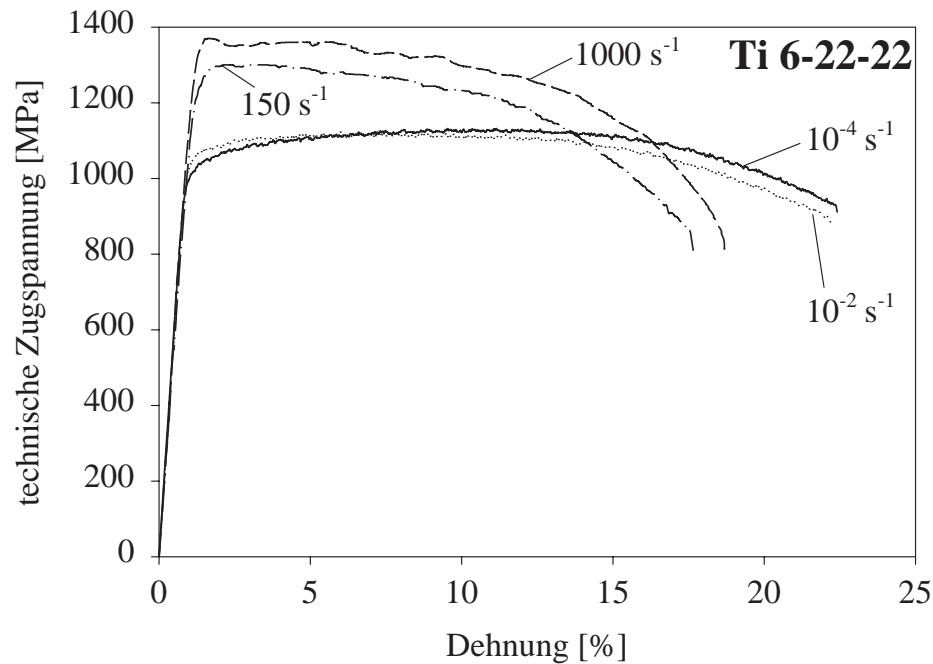


Bild 5.1: Werkstoffverhalten unter Zugbelastung als Funktion der Dehngeschwindigkeit. Prüftemperatur ist Raumtemperatur.

Mit zunehmender Dehngeschwindigkeit tritt nach dem Einsetzen der plastischen Verformung eine kontinuierliche Geschwindigkeitsverfestigung ein. Die Verformungscharakteristik ändert sich beim Übergang von der quasistatischen zur dynamischen Belastung deutlich, da die Gleichmaßdehnung von über 10 % bei 10^{-4} s^{-1} bis auf 1 bis 2 % bei 10^3 s^{-1} abfällt. Unter dynamischer Belastung wird die Zugfestigkeit bereits bei sehr ge-

ringen Gleichmaßdehnungen von 1 bis 2 % erreicht, und es schließt sich ein sehr großer Bereich der Einschnürung an.

In Bild 5.2 sind die 0,2 %-Dehngrenze und die Zugfestigkeit zusammen mit den ermittelten Verformungskennwerten über der Dehngeschwindigkeit bei Raumtemperatur aufgetragen.

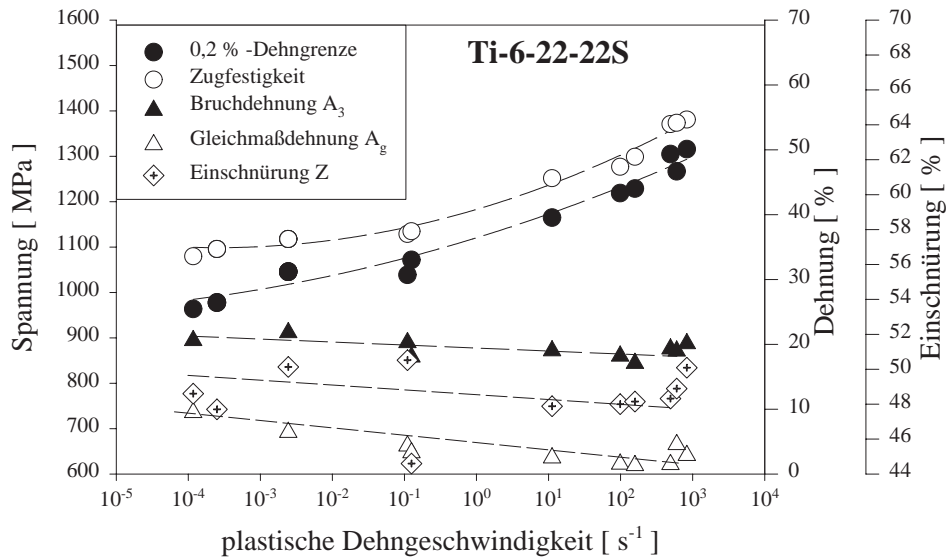


Bild 5.2: Einfluß der Dehngeschwindigkeit auf die 0,2 %-Dehngrenze, die Zugfestigkeit sowie die Verformungskennwerte von Ti-6-22-22S. Prüftemperatur ist Raumtemperatur.

Bis zu Dehngeschwindigkeiten von $10^{-1} s^{-1}$ bewirkt die Erhöhung der Dehngeschwindigkeit bei der Fließgrenze im Vergleich zur Zugfestigkeit einen etwas stärkeren Anstieg. Bei Dehngeschwindigkeiten größer als $10^{-1} s^{-1}$ steigen beide Werkstoffkennwerte dann mit zunehmender Dehngeschwindigkeit gleichmäßig an.

Während sich im untersuchten Dehngeschwindigkeitsbereich Bruchdehnung A_3 und Einschnürung bis zu den höchsten Dehngeschwindigkeiten nur geringfügig reduzieren, verringert sich mit zunehmender Dehngeschwindigkeit die Gleichmaßdehnung von 10 % bei quasistatischer Belastung auf etwa 2 % bei Dehngeschwindigkeiten von $10^3 s^{-1}$.

5.1.2 Druckbelastung

Das wahre Druckspannungs-Stauchungs-Verhalten bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit zeigt Bild 5.3. Ähnlich wie unter Zugbelastung zeigt der Werkstoff eine starke Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung und eine mit zunehmender Dehngeschwindigkeit abnehmende Verformungsverfestigung, Bild 5.11. Bei einer Dehngeschwindigkeit von 10^4 s^{-1} treten bereits nach wenigen Prozent Stauchung Entfestigungsvorgänge auf.

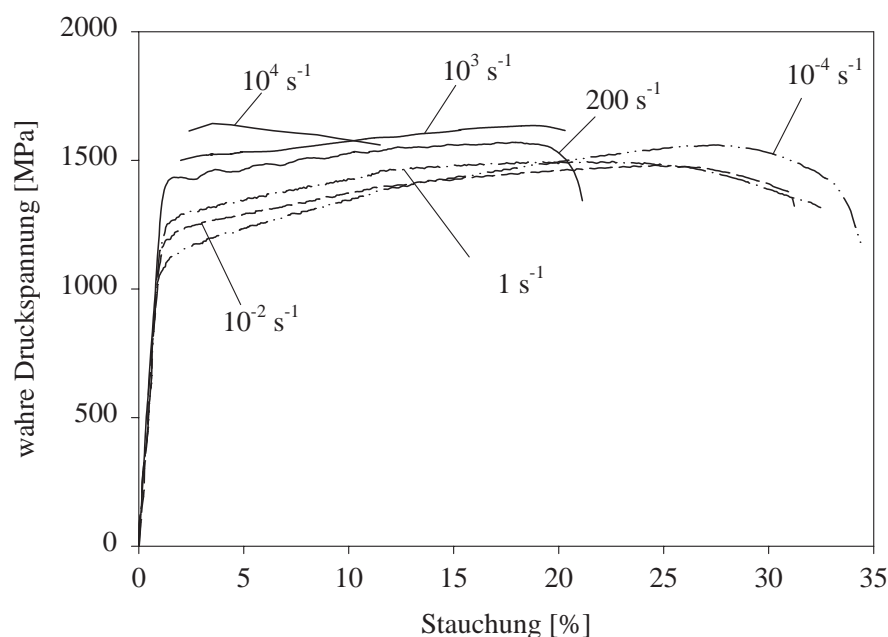


Bild 5.3: Verhalten von Ti-6-22-22S unter Druckbelastung bei unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten bei Raumtemperatur.

Weiterhin treten, abhängig von der Dehngeschwindigkeit, Schädigungsprozesse im Werkstoff auf, welche unter quasistatischer Belastung bis zu mittleren Dehngeschwindigkeiten von etwa 1 s^{-1} zum Versagen durch inhomogene Schervorgänge mit anschließender Rißbildung und Stofftrennung führen, Bild 5.4. Bis zu Dehngeschwindigkeiten von 1 s^{-1} wird zunächst das Verformungsvermögen kaum beeinflusst und reduziert sich bei dem weiteren Anstieg der Dehngeschwindigkeit von ca. 33 % auf 26 % bei 10 s^{-1} . Bei noch höheren Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} und mehr tritt dann adiabatisches Scheren auf, und das Verformungsvermögen reduziert sich weiter.

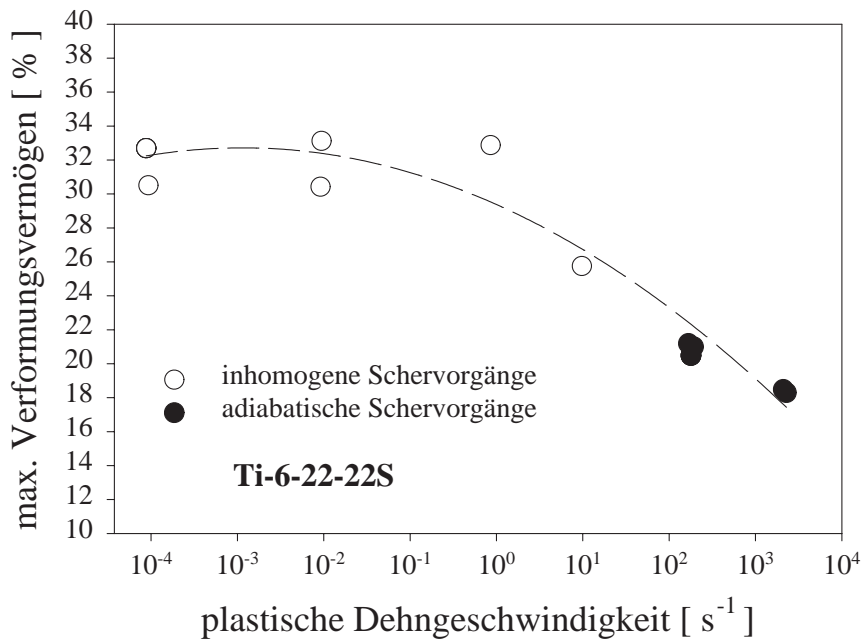


Bild 5.4: Verformungsvermögen von Ti-6-22-22S unter Druckbelastung bei unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten und Raumtemperatur.

Beide Versagensformen unterscheiden sich makroskopisch durch einen unterschiedlichen Kraft-Zeit-Verlauf. Bei den bis zu etwa 10 s^{-1} auftretenden inhomogenen Scherverformungen wird ein relativ allmählicher Abfall der Kraft registriert. Bei den dynamischen Experimenten bei 200 s^{-1} und darüber wird hingegen ein deutlich ausgeprägter Abfall der Kraft gemessen.

Mikroskopisch weist der bei langsameren Belastungsgeschwindigkeiten verformte Werkstoff breitere Verformungszonen mit sich bildenden Rissen auf. Im dynamisch verformten Werkstoff werden hingegen deutlich ausgebildete Verformungskonzentrationen in Form von adiabatischen Scherbändern beobachtet, auf welche im Abschnitt 5.3 noch eingegangen wird.

Dynamische Druckversuche bei 200 s^{-1} in einem weiten Bereich der Temperatur ($-196 \text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zu $400 \text{ }^{\circ}\text{C}$) ergeben eine starke Temperaturabhängigkeit von Festigkeit und Versagensverhalten. Mit steigender Temperatur verringert sich die Druckfestigkeit und die Verformungsfähigkeit bis zum Eintreten des adiabatischen Scherversagens verbessert sich, Bild 5.5 und 5.6.

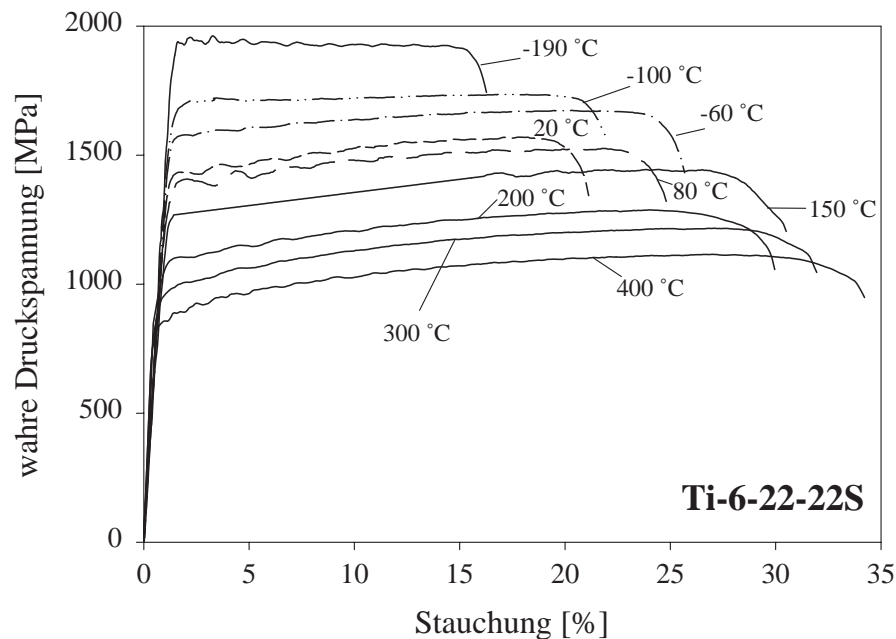


Bild 5.5: Verhalten von Ti-6-22-22S unter dynamischer Druckbelastung von $\dot{\epsilon} = 200 \text{ s}^{-1}$ bei unterschiedlicher Temperatur.

Weiterhin wurde beobachtet, daß sich der Bereich der Verformung zwischen dem Maximum der Druckspannung und dem Versagen mit zunehmender Temperatur vergrößert, d.h. der Versagensprozeß ist nicht nur von der Dehngeschwindigkeit, sondern auch von der Prüftemperatur abhängig.

Die bei der jeweiligen Temperatur gemessenen maximalen technischen Druckspannungen und Verformungsfähigkeiten zeigt Bild 5.6.

In Bild 5.7 ist die 2 % Stauchgrenze in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Logarithmus der Dehngeschwindigkeit dargestellt. Bei Raumtemperatur wurde eine lineare Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit gemessen. Eine Temperaturabsenkung bis auf -196 °C ergab eine Erhöhung der Fließspannung und eine zunehmende Sensitivität im Bereich der Dehngeschwindigkeit von 200 bis 2000 s^{-1} . Dagegen wurde bei erhöhten Temperaturen von 80 °C und 200 °C im Bereich der Dehngeschwindigkeit von 10^{-1} s^{-1} und 200 s^{-1} eine negative Empfindlichkeit der 2 % Stauchgrenze $d\sigma/d\dot{\epsilon}$ festgestellt.

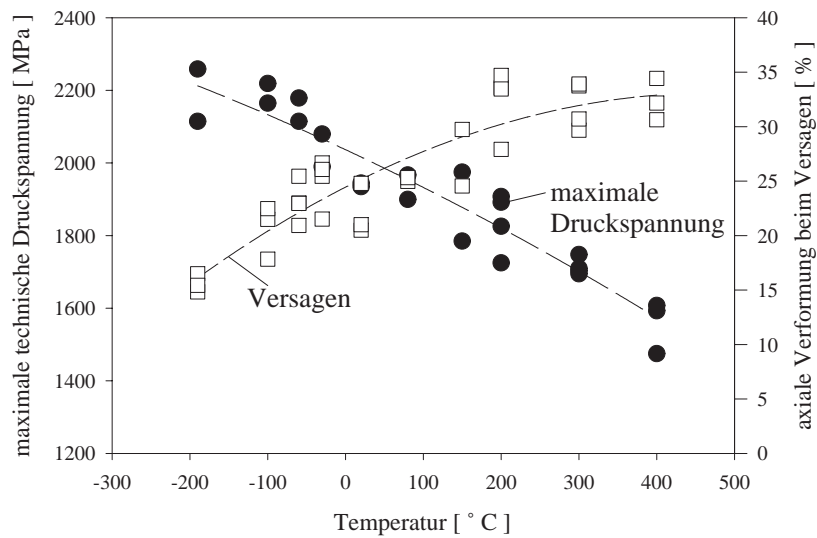


Bild 5.6: Maximale technische Druckspannung und Versagen im Druckversuch von Ti-6-22-22S unter schlagartiger Belastung in Abhängigkeit von der Temperatur.

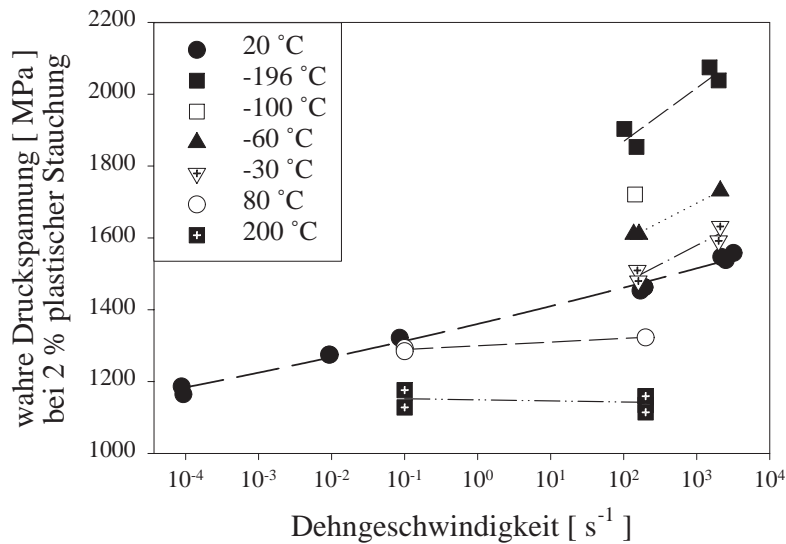


Bild 5.7: Spannung bei 2% plastischer Stauchung von Ti-6-22-22S in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit bei verschiedenen Temperaturen.

Zur Analyse des wahren Spannungs-Stauchungs-Verhaltens unter dynamischer Druckbelastung als Funktion der Temperatur wurde im Bereich der Werkstoffverfestigung die erweiterte Ludwik-Gleichung verwendet, Gleichung 5.1.

$$\sigma = A + B \varepsilon^n \quad (5.1)$$

Für den Bereich der Entfestigung wurde Gleichung 5.2 verwendet.

$$\sigma = C \varepsilon^m \quad (5.2)$$

Aus beiden Ansätzen ergeben sich mit A die Spannung beim Übergang von der elastischen zur plastischen Verformung ("Elastizitätsgrenze A"), der Verformungsverfestigungsexponent n und der Verformungsentfestigungsexponent m. B und C sind Koeffizienten.

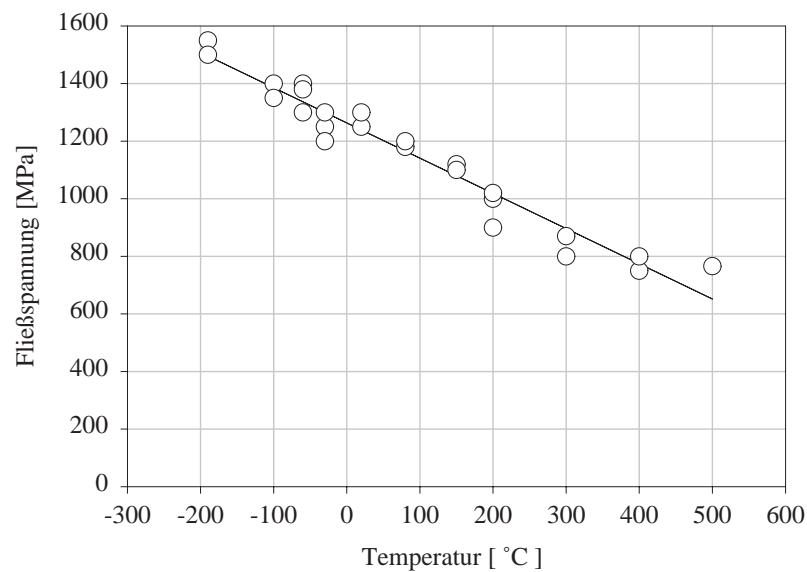


Bild 5.8: Elastizitätsgrenze "A" von Ti 6-22-22 bei 200 s^{-1} in Abhängigkeit von der Prüftemperatur.

Für die Elastizitätsgrenze A ergibt sich im untersuchten Temperaturbereich unter dynamischer Druckbelastung von 200 s^{-1} mit zunehmender Temperatur ein linearer Abfall, Bild 5.8.

Die Koeffizienten B und C aus der Analyse des Verfestigungs- und Entfestigungsverhaltens zeigen mit steigender Prüftemperatur einen allmählichen Abfall bzw. einen allmählichen Anstieg, Bild 5.9. Das bedeutet, daß die gemessenen Spannungs-Verformungs-Verläufe zueinander konsistent sind, es treten keine plötzlichen Änderungen auf.

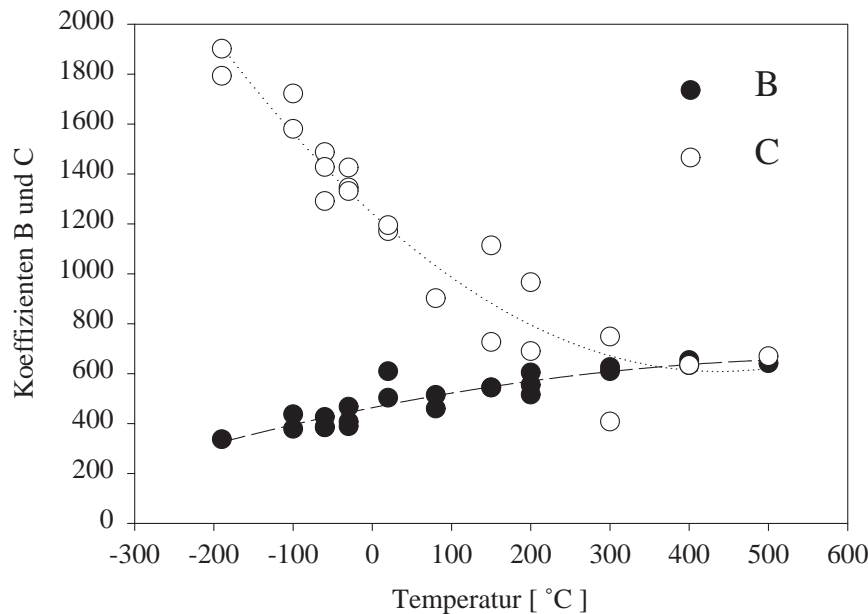


Bild 5.9: Koeffizienten B und C aus der Analyse des Verfestigungs- und Entfestigungsvermögens von Ti 6-22-22S bei 200 s^{-1} in Abhängigkeit von der Prüftemperatur.

Der Verformungsverfestigungsexponent n wurde für die Versuche zwischen 2 und 20 % Verformung bestimmt. Für die bei tiefen Temperaturen durchgeführten Experimente wurden z.T. geringere Verformungsfähigkeiten gemessen und der Verformungsverfestigungsexponent n bis zum Maximum der wahren Druckspannung berechnet.

Wie Bild 5.10 und Bild 5.11 zeigen, reduziert sich der Verformungsverfestigungsexponent n , wenn die Temperatur erniedrigt oder die Dehngeschwindigkeit erhöht wird.

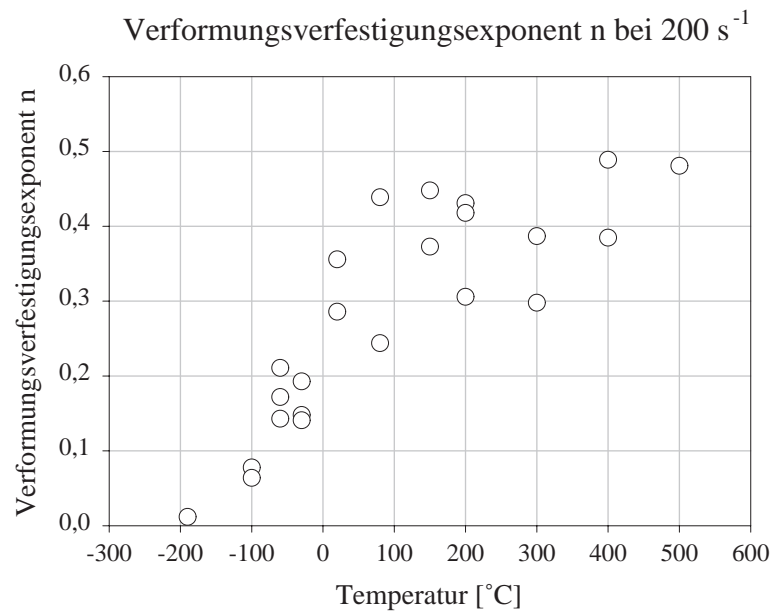


Bild 5.10: Verfestigungsexponent n von Ti-6-22-22S als Funktion der Temperatur unter dynamischer Druckbelastung von $\dot{\epsilon} \approx 200 \text{ s}^{-1}$. Der Verfestigungsexponent wurde zwischen 2 und 20 % bestimmt.

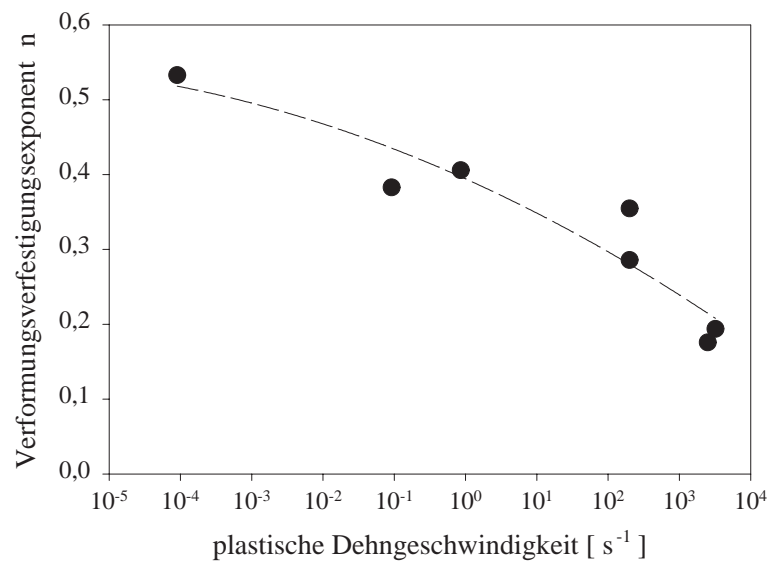


Bild 5.11: Abhängigkeit des Verfestigungsexponenten n von Ti-6-22-22S von der Dehngeschwindigkeit. Prüftemperatur ist Raumtemperatur.

5.1.3 Vergleich des Werkstoffverhaltens

5.1.3.1 Vergleich des Fließverhaltens unter Zug- und Druckbelastung

Zunächst soll die Fließgrenze der Titanlegierung Ti-6-22-22S unter Zug- und Druckbelastung in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit, von 10^{-4} s^{-1} bis 10^3 s^{-1} , verglichen werden.

Bild 5.12 zeigt die unterschiedlichen Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeiten der Fließspannung bei 1 % plastischer Verformung in Abhängigkeit von der Belastungsrichtung. Unter Druckbelastung wird eine lineare Abhängigkeit der Fließgrenze mit dem Logarithmus der Dehngeschwindigkeit gemessen. Der Zuwachs an Spannung von etwa 50 MPa pro Dehngeschwindigkeitsdekade stimmt gut mit Meßwerten von Maiden und Green [150] für Ti-6Al-4V überein.

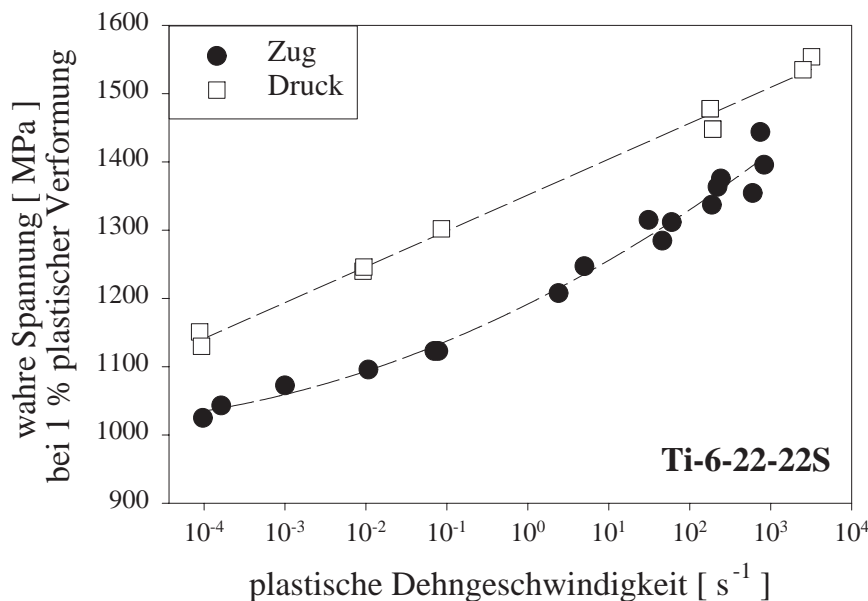


Bild 5.12: Verhalten der Fließgrenze bei 1 % plastischer Verformung im Zug- und Druckversuch in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit bei Raumtemperatur.

Unter Zugbelastung werden dagegen deutlich geringere Fließspannungen gemessen. Weiterhin vergrößert sich mit zunehmender Dehngeschwindigkeit bis 10^{-1} s^{-1} zunächst die Spannungs-Differenz zwischen der Fließgrenze unter Zug- und unter Druckbelastung. Bei höheren Dehngeschwindigkeiten wird unter Zugbelastung eine größere

Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der 1 %-Dehngrenze als für die 1 %-Stauchgrenze gemessen. Diese bei hohen Dehngeschwindigkeiten um 10^3 s^{-1} erhöhte Empfindlichkeit der Dehngrenze im Vergleich zur Stauchgrenze wurde ebenfalls von Meyer [151] an Ti-6Al-4V und von Harding [152] an Ti festgestellt.

Zur Analyse des Spannungs-Differenz-Effektes (SD) wurde die von Spitzig vorgeschlagene Gleichung 5.3 verwendet.

Der SD-Effekt wird nach Spitzig [153] als Differenz der Fließspannung unter Druck- und unter Zugbelastung bei einer bestimmten Verformung, dividiert durch ihren Mittelwert, definiert.

$$SD = \frac{(|\sigma_d| - |\sigma_z|)}{(|\sigma_d| + |\sigma_z|)/2} \quad (5.3)$$

σ_d ist die Fließspannung unter Druckbelastung und σ_z die Fließspannung unter Zugbelastung bei gleicher Verformung und Dehngeschwindigkeit. Bild 5.13 zeigt die relative Änderung der Spannungs-Differenz mit zunehmender Verformung als Funktion der Dehngeschwindigkeit.

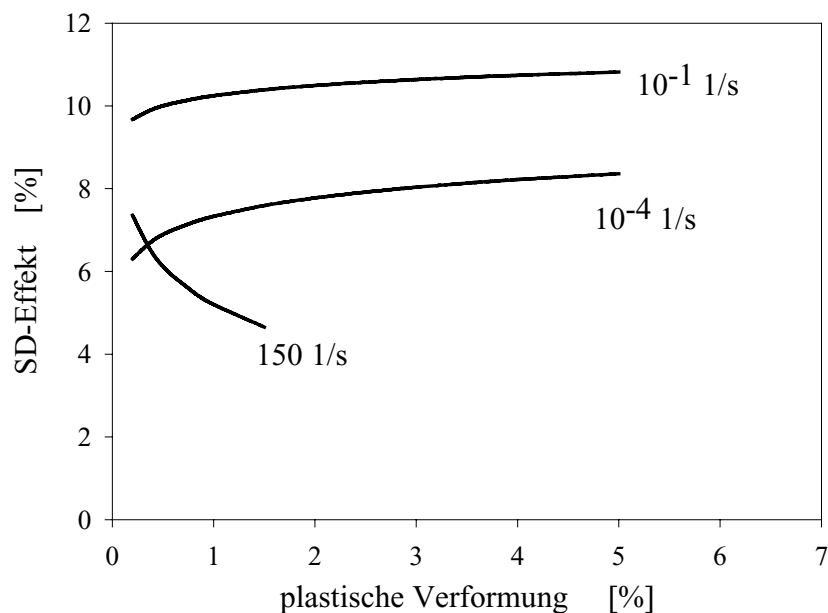


Bild 5.13: SD-Effekt von Ti-6-22-22S als Funktion der plastischen Verformung bei unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten.

Der größte SD-Wert wird für die mittlere Dehngeschwindigkeit von 10^{-1} s^{-1} mit etwa 10 % ermittelt. Für die Dehngeschwindigkeiten von

10^{-4} s^{-1} und 10^{-1} s^{-1} nimmt der SD-Effekt mit steigender Verformung zu. Dagegen werden für dynamische Belastung von 10^2 s^{-1} abnehmende Werte bestimmt.

Um den Einfluß des Wärmebehandlungszustandes auf den SD-Effekt bei 1% plastischer Verformung als Funktion der Dehngeschwindigkeit untersuchen zu können, wurde Ti-6Al-4V ELI in zwei Gefügezuständen geprüft. Aus Bild 5.14 ist ersichtlich, daß sowohl das durch Wärmebehandlung eingestellte Gefüge als auch die Dehngeschwindigkeit einen Einfluß auf den SD-Effekt haben. Der Werkstoff im feinkörnigen ($\alpha + \beta$)-Gefügebau (Glüh­temperatur: 899°C) zeigt gegenüber dem Gefüge in der Widmannstättenanordnung (Glüh­temperatur: 1038°C) die geringeren Unterschiede in der Fließspannung unter Zug- und Druckbelastung. Bei Dehngeschwindigkeiten oberhalb von 10^2 s^{-1} verringert sich der SD-Effekt für beide Gefügezustände deutlich und tritt nur noch deutlich beim grobkörnigen Werkstoffzustand in Erscheinung.

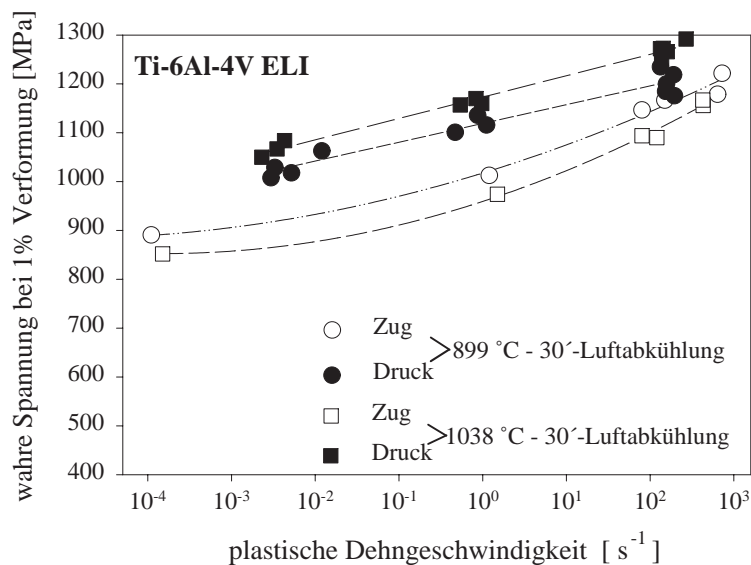


Bild 5.14: Einfluß des Wärmebehandlungszustandes auf das Fließverhalten.

Der SD-Effekt ist nach diesen Untersuchungen vom Wärmebehandlungszustand abhängig, tritt auch bei größeren plastischen Verformungen auf und ändert sich mit der Dehngeschwindigkeit. Die Frage nach der Ursache für diese Fließverhalten muß an dieser Stelle offen bleiben. Zu deren Klärung sind u.a. Mikrostrukturuntersuchungen notwendig, bei denen der Werkstoff bis zu vorgegebenen Verformungen bei unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten verformt und in diesem Zustand untersucht wird.

5.1.3.2 Vergleich des Fließverhaltens unter dynamischer Druckbelastung von verschiedenen Titanwerkstoffen

In Bild 5.15 wird das wahre Druckspannungs-Stauchungs-Verhalten der $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierungen Ti-6-22-22S und Ti-6Al-4V miteinander verglichen. Der Werkstoff Ti-6-22-22S weist die höheren Fließspannungen auf und zeigt ein dem feinkörnigen Gefügestand der Ti-6Al-4V-Legierung ähnliches Verformungsverfestigungsverhalten. Beide Werkstoffzustände weisen ebenfalls ein ähnliches Versagensverhalten auf und scheren zwischen 20 % und 23 % axialer Stauchung infolge adiabatischer Scherlokalisierung.

Der grobkörnige Gefügestand in Widmannstättenanordnung weist eine bei ähnlich hohen Spannungen einsetzende plastische Verformung wie der feinkörnige Zustand auf. Es folgt eine ausgeprägte, von weichen Kohlenstoffstählen her bekannte untere Stauchgrenze mit einer nachfolgend deutlich ausgeprägteren Verformungsverfestigung. Bei 15 % axialer Stauchung versagt dieser Werkstoff durch adiabatische Scherung.

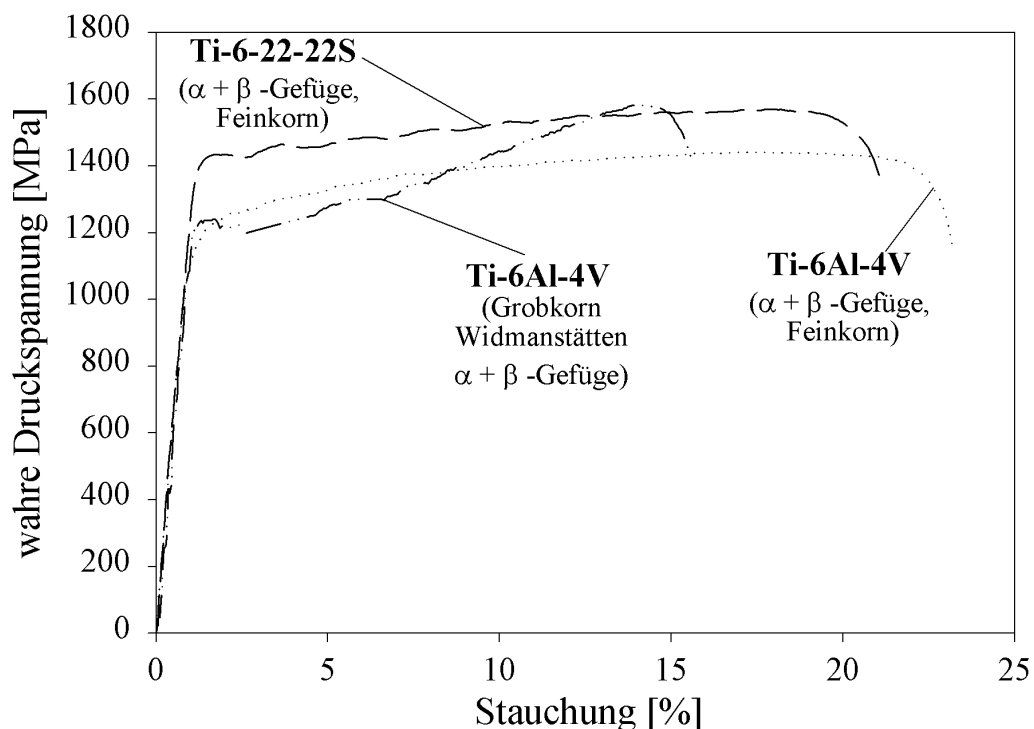


Bild 5.15: Vergleich des dynamischen Druckspannungs-Stauchungs-Verhaltens von Ti-6Al-4V ELI [62] und von Ti-6-22-22S bei 200 s^{-1} und Raumtemperatur. Der Werkstoff Ti-6Al-4V ELI liegt im grobkörnigen Widmannstätten Gefüge und im feinkörnigen Gefügestand vor.

Die unterschiedliche Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung bei 2 % Stauchung von Titan (ASTM B348, Grade 2) und Ti-6-22-22S wird in Bild 5.16 deutlich. Im untersuchten Bereich der Dehngeschwindigkeit weisen beide Werkstoffe eine lineare Abhängigkeit der Fließspannung mit unterschiedlichen Steigungen auf. Der Zuwachs an Fließspannung pro Dehngeschwindigkeitsdekade ist dabei für Titan mit 30 MPa/Dekade im Vergleich zu 50 MPa/Dekade der Titanlegierung geringer.

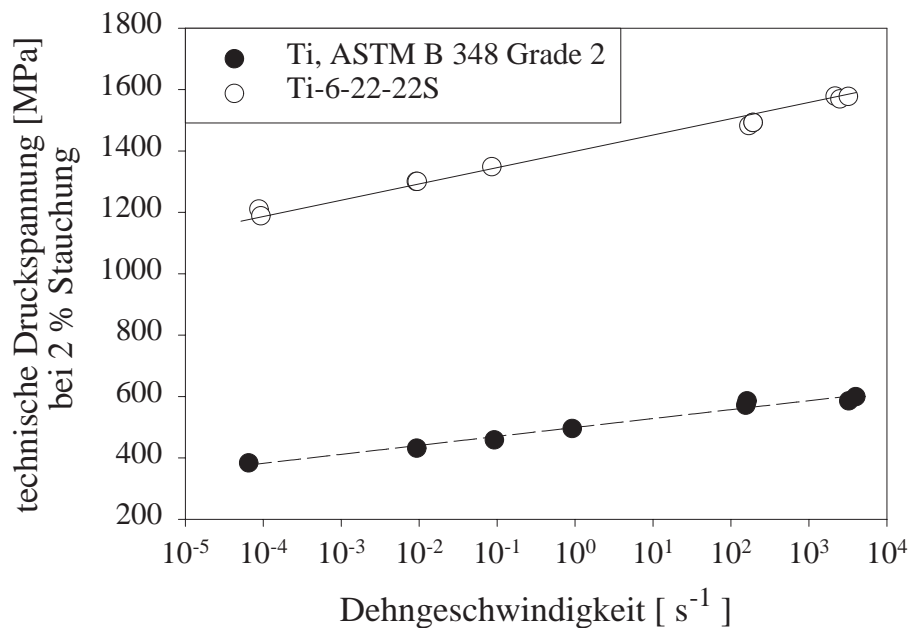


Bild 5.16: Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung bei 2 % Stauchung von Titan und Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur als Prüftemperatur.

Nach Gleichung 5.4 kann die Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit m für eine bestimmte Verformung und Temperatur bestimmt werden [154].

$$m = \frac{\log(\sigma_2/\sigma_1)}{\log(\dot{\epsilon}_2/\dot{\epsilon}_1)} \quad (5.4)$$

In Bild 5.17 ist der Koeffizient für die Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit m für die Fließspannung bei 2 % plastischer Stauchung dargestellt. Obwohl die absoluten Meßwerte der Titanlegierung höher als die des Titans liegen, weist die Titanlegierung mit $m=0,015$ einen geringeren m -Wert als das Titan mit $m=0,026$ auf.

Die Bestimmung des m-Wertes bei 20 % plastischer Stauchung ergab mit $m=0,0046$ für die Titanlegierung und $m=0,012$ für Titan ebenfalls die größere Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit für Titan. Dieser höhere m-Wert von Titan korreliert gut mit der höheren Stabilität gegenüber adiabatischen Schervorgängen.

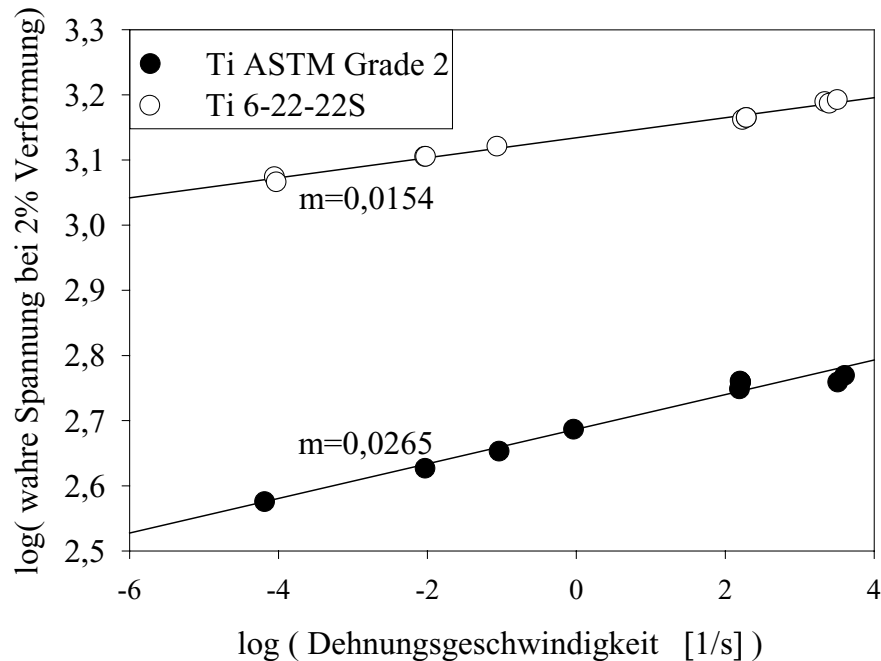


Bild 5.17: Vergleich der Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit von Titan und Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur.

Weiterhin wird der temperaturbedingten Werkstoffentfestigung bei hohen Dehngeschwindigkeiten ein großer Einfluß beim Scherlokalisierungsprozeß zugeschrieben [155].

Zur Bewertung des temperaturbedingten Entfestigungsverhaltens wird der von Bai [71] eingeführte dimensionslose Entfestigungsparameter ν aus Gleichung 5.5 verwendet.

$$\nu = -\frac{T}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \quad (5.5)$$

T ist die Prüftemperatur in K, T_S ist die Schmelztemperatur und $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)$ kennzeichnet die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung.

Für die wahre Fließspannung bei 10 % Stauchung ist der Entfestigungsparameter ν für Titan und die Titanlegierungen Ti-6Al-4V und Ti-6-22-22S in Bild 5.18 zusammen mit dem Entfestigungsparameter für Vanadium von Lennon [155] in Abhängigkeit von der auf die Schmelztemperatur bezogenen Prüftemperatur dargestellt.

Sowohl Titan als auch die Titanlegierungen zeigen ein ähnliches temperaturabhängiges Verhalten des Entfestigungsparameters. Der ν -Wert steigt mit zunehmender Prüftemperatur allmählich an. Dagegen ist ν für Vanadium bei Raumtemperatur in etwa doppelt so hoch und verringert sich mit zunehmender Temperatur deutlich.

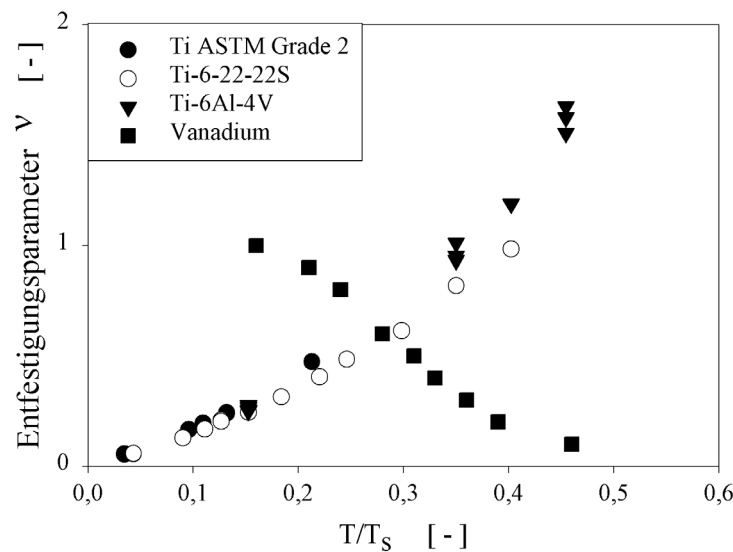


Bild 5.18: Vergleich des temperaturbedingten Entfestigungsverhaltens von Titan, Titanlegierungen und Vanadium.

Ein von Lennon [155] durchgeführter Vergleich des temperaturbedingten Entfestigungsverhaltens in Form des ν -Wertes, dem temperaturabhängigen Verformungsverfestigungsexponenten und dem Verformungsverfestigungsverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur für Titan und Vanadium ergab für den ν -Wert die deutlichsten Unterschiede.

Daher wird von Lennon vermutet, daß die Unterschiede im dynamischen Entfestigungsverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur von Vanadium und Titan die unterschiedliche Empfindlichkeit bei der adiabatischen Scherbandbildung erklären [155].

Die eigenen Untersuchungen sind in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen und Analysen des Entfestigungsverhaltens von Lennon und zeigen die richtige Tendenz bezüglich der Empfindlichkeit zum adiabatischen Scheren.

5.1.4 Scherverhalten

Das dynamische Scherverhalten an Hutproben (vgl. Bild 4.7) wurde bei verschiedenen hohen Belastungsgeschwindigkeiten untersucht.

Im Fallwerk erfolgte der Scherversuch bei einer Geschwindigkeit von etwa 1 m/s. Im Hopkinson-Aufbau werden dagegen höhere Schlaggeschwindigkeiten von 13 bis zu 20 m/s erreicht.

Bild 5.19 zeigt den Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf die nominelle, maximale Scherfestigkeit, sowie das Verformungsvermögen bis zum adiabatischen Scherversagen und die bis zum Versagen geleistete Verformungsarbeit.

Während die Belastungsgeschwindigkeit im untersuchten Bereich keinen Einfluß auf die Scherfestigkeit besitzt, nehmen die Verformungsfähigkeit (140 μm auf 70 μm) und damit die geleistete Verformungsarbeit (1,8 J auf 1,1 J) deutlich ab.

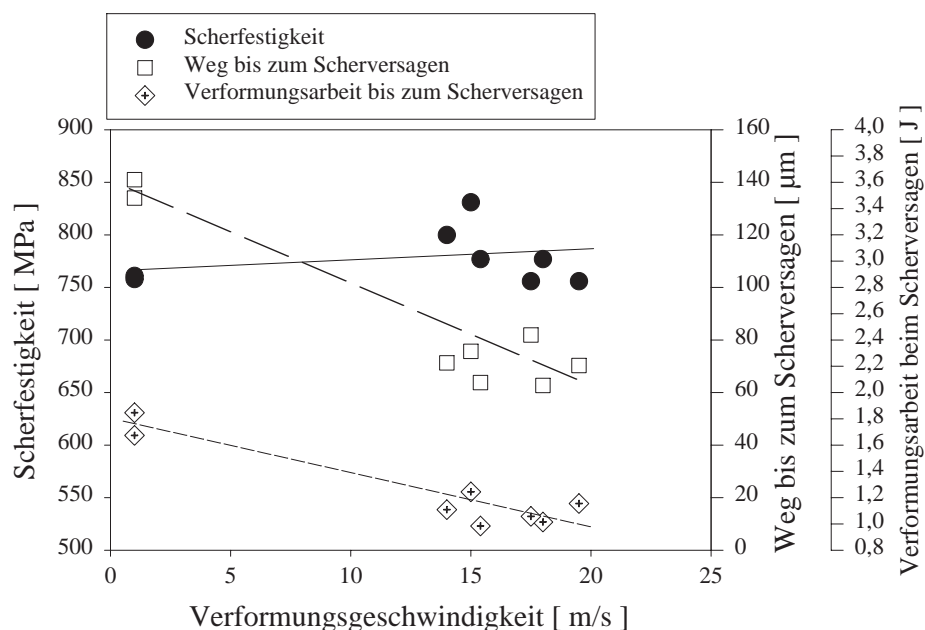


Bild 5.19: Vergleich der Scherfestigkeit, der Verformungsfähigkeit und dem Energieaufnahmevermögen bis zum adiabatischen Scherversagen von Ti-6-22-22S bei unterschiedlich hohen Verformungsgeschwindigkeiten.

Durch die Geschwindigkeitserhöhung wird in Übereinstimmung mit [85] somit die Instabilität und Verformungskonzentration beschleunigt. Das Auftreten der von Klepaczko [84] beschriebenen werkstoffabhängigen "Critical Impact Velocity in Shear", bei welcher oberhalb einer bestimm-

ten Geschwindigkeit eine drastische Reduktion der Verformungsfähigkeit bei weiter steigender maximaler Scherspannung gemessen wird, konnte im hier untersuchten Geschwindigkeitsbereich bis maximal 20 m/s nicht beobachtet werden. Bei den Untersuchungen von Klepaczko wurde jedoch das Scherverhalten in einem deutlich größeren Bereich der Schlaggeschwindigkeit bis ca. 120 m/s untersucht, so daß für den Werkstoff Ti-6-22-22S das Auftreten der "Critical Impact Velocity in Shear" bei höheren Geschwindigkeiten als den maximal untersuchten 20 m/s möglich erscheint. Andererseits beinhaltet die Geschwindigkeitsvariation bis 20 m/s bereits eine Verformungsfähigkeitsabnahme von 50 %. Da mit den zur Verfügung stehenden Prüfeinrichtungen bei etwa 5 bis 10 m/s Schlaggeschwindigkeit kein ausreichender Energieüberschuß für eine ausreichend konstante Prüfgeschwindigkeit zur Verfügung stehen, muß die Frage nach der Bestätigung der "Critical Impact Velocity in Shear" offen bleiben.

Die mittlere Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ in der Hutprobe kann aus der Geschwindigkeit v des Scherversuches und der Breite der plastisch verformten Zone b in der Hutprobe durch Gleichung 5.6 abgeschätzt werden.

$$\dot{\gamma} = \frac{v}{b} \quad (5.6)$$

Die Breite b wurde in metallographischen Untersuchungen bestimmt und beträgt in etwa 2 μm .

Auf der Basis der Schlaggeschwindigkeiten von 1 m/s ergibt sich danach eine Schergeschwindigkeit von

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{0,002} \cdot 10^3 = 500000 \text{ s}^{-1} = 5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}.$$

Unter der Annahme der Gültigkeit der Schubspannungsanalyse nach Tresca, kann das Maximum der Scherspannung τ_{max} der Scherversuche über die Gleichung 5.7 in eine axiale Vergleichsspannung σ umgerechnet werden [79].

$$\tau_{max} = \frac{\sigma}{2} \quad (5.7)$$

Für die Scherfestigkeit τ_{max} , bezogen auf die Ausgangshöhe in der Scherzone von 760 MPa ergibt sich eine axiale Vergleichsspannung σ von 1520 MPa.

5.2 Verhalten unter mehrachsiger Beanspruchung

5.2.1 Druck-/Scher-Belastung

Dynamische Druck-/Scher-Belastungen wurden zunächst mit Proben mit 6° Neigungswinkel zur Belastungsrichtung, aber unterschiedlichen Probenhöhen durchgeführt, Bild 5.20. Mit steigender Probenhöhe trat das adiabatische Scherversagen bei geringeren maximalen Spannungen ein. Weiterhin wurde beobachtet, daß die Proben aus diesem Werkstoff mit steigender Probenhöhe leichter ausbauchen und adiabatisch scheren. Bei einem Geometrieverhältnis von Höhe h zu Durchmesser d von $h/d=1$ wurde das adiabatische Scherversagen bei den geringsten Verformungen beobachtet.

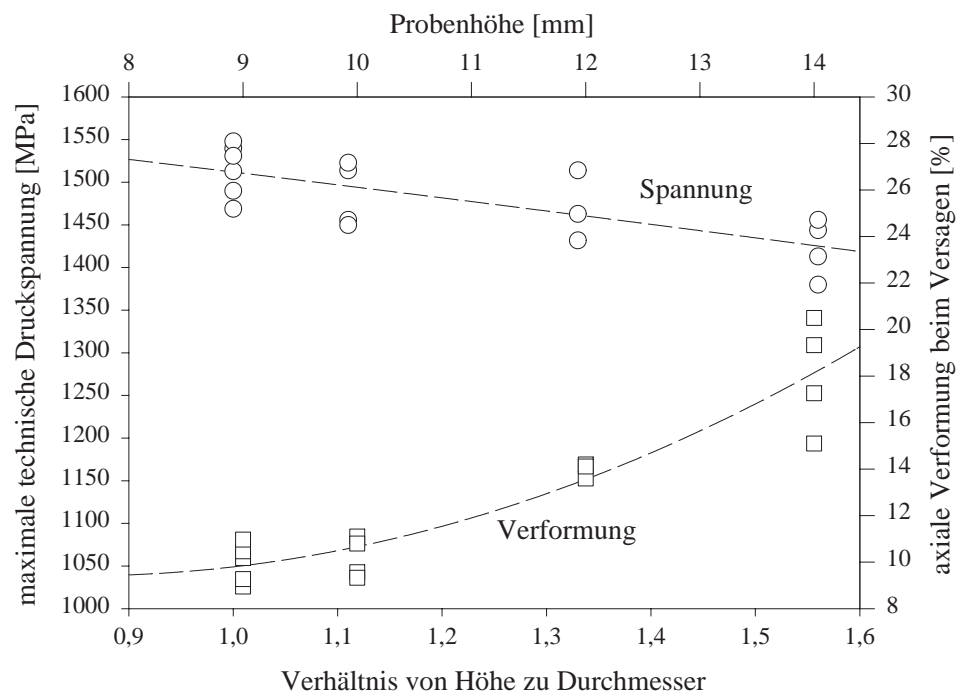


Bild 5.20: Einfluß des Verhältnisses von Probenhöhe zu Durchmesser auf die maximale ertragene axiale Spannung und das Versagen von Druck-/Scher-Proben mit 6° Neigungswinkel zur Belastungsrichtung. Trockenreibung.

Die Variation des Zwischenstoffes (a) ohne Zwischenstoff = trocken; b) MoS_2 = geschmiert; c) Diamantpaste) hatte keinen wesentlichen Einfluß auf die maximal ertragene axiale Druckspannung, die an diesem Punkt gemessene axiale Stauchung und das Verformungsvermögen beim Scherversagen, so daß alle weiteren Druck-/Scher-Experimente ohne Zwischenstoff durchgeführt wurden, Bild 5.21.

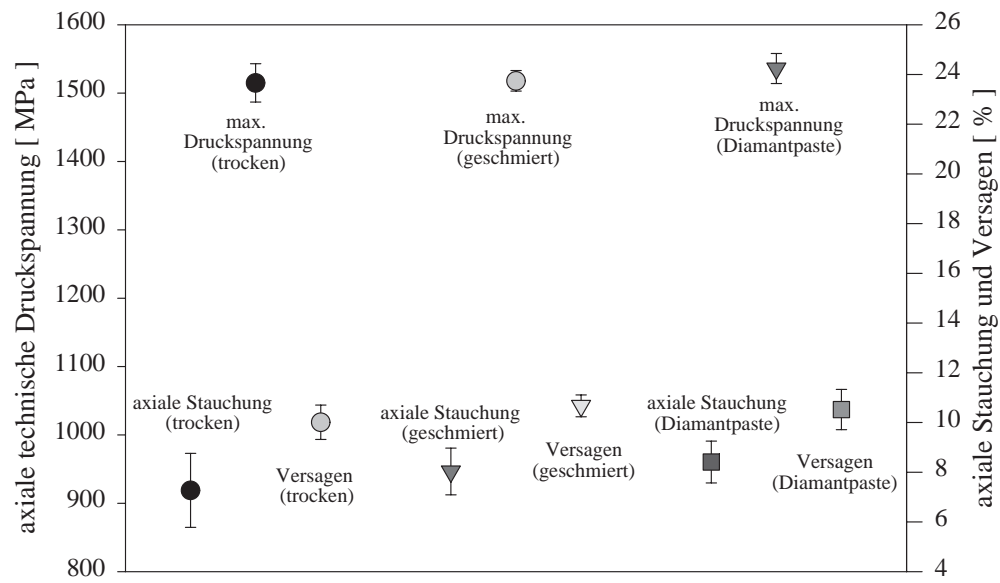


Bild 5.21: Einfluß des Zwischenstoffes auf die maximale axiale Druckspannung und das Verformungsvermögen bis zum Scherversagen von Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur.

Weiterhin wurde der Einfluß der Höhe der zusätzlich zur axialen Druckspannung bei Belastungsbeginn wirkenden Scherspannung auf die maximal ertragene Spannung und das Verformungsvermögen bis zum Versagen untersucht, indem Proben mit unterschiedlichem Neigungswinkel zur Belastungsrichtung verwendet wurden.

Mit zunehmender Neigung der Probe zur Belastungsrichtung führt der zur axialen Druckspannung steigende zusätzliche Anteil von Scherspannung zu einer deutlichen Reduktion des Verformungsvermögens, Bild 5.22. Durch die verringerte Verformungsfähigkeit ist der Anteil der Verformungsverfestigung verkürzt und die Druckfestigkeit verringert sich ebenfalls.

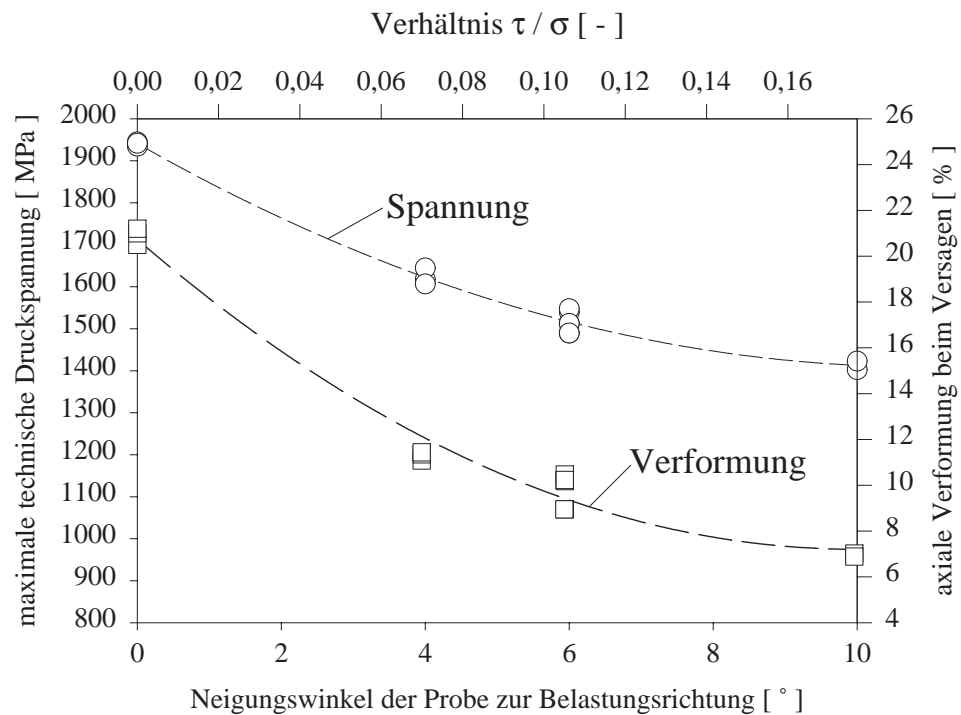


Bild 5.22: Festigkeits- und Versagensverhalten von Ti-6-22-22S unter schlagartiger Belastung in Abhängigkeit vom Anteil einer der axialen Druckspannung überlagerten Scherspannung.

Ein Vergleich des Einflusses der überlagerten Scherspannung, ausgedrückt als Neigungswinkel der Probe zur Belastungsrichtung, auf die maximal ertragene technische Druckspannung und die am Punkt des Versagens gemessene axiale Stauchung, zeigt den deutlichen Einfluß des Spannungszustandes auf das dynamische Festigkeits- und Versagensverhalten. Während im axialen Druckversuch bei ca. 18,5 % und 1930 MPa der adiabatische Scherprozeß einsetzt, werden im Versuch mit einer um 10 ° zur Belastungsrichtung geneigten Druck-/Scher-Probe, d.h. einem überlagerten Scherspannungsanteil von 17,6 %, nur noch maximal 1400 MPa bei 7,5 % axialer Verformung gemessen.

Eine Veränderung der Prüftemperatur erbrachte, daß mit abnehmender Temperatur sich die Verformungsfähigkeit ebenfalls verringert. Dabei wird für den dynamischen Druckversuch die größte Reduktion der Verformungsfähigkeit von 24 % auf 15 % gemessen. Mit zunehmendem Anteil überlagerter Scherspannung nimmt der Einfluß der Prüftemperatur auf das Verformungsvermögen bis zum Versagen ab, Bild 5.23.

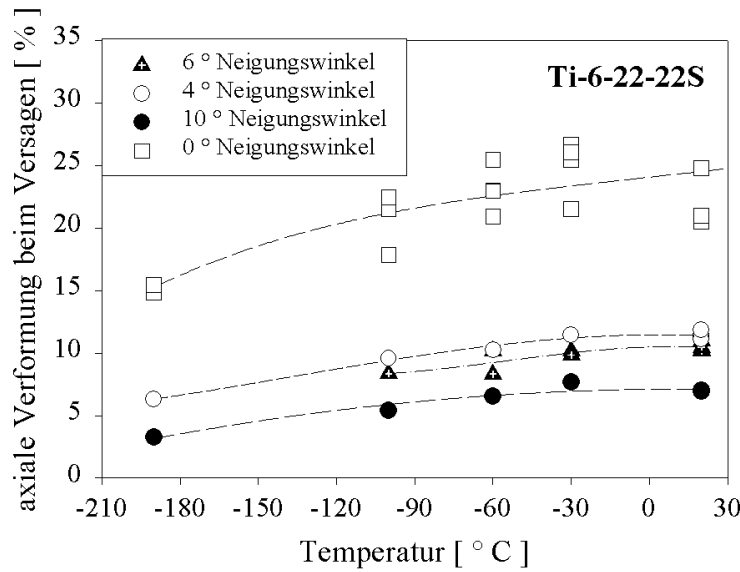


Bild 5.23: Versagensverhalten bei einachsiger Druck- und biaxialer Druck-/Scher-Belastung von Ti-6-22-22S in Abhängigkeit von der Temperatur bei Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 200 \text{ s}^{-1}$.

Eine Variation der Schlaggeschwindigkeit wurde realisiert, indem Druck-/Scher-Versuche im Fallwerk bei Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} und im Hopkinsonaufbau bei Dehngeschwindigkeiten von 1500 s^{-1} durchgeführt wurden. Die Ergebnisse in Bild 5.24 zeigen, daß steigende Schlag- bzw. Dehngeschwindigkeiten eine höhere maximale Spannung und eine geringfügig reduzierte Verformungsfähigkeit bewirken.

Die durchgeführten dynamischen Druck-/Scher-Experimente zeigen, daß das Werkstoffversagen sowohl vom Spannungsverhältnis, als auch von der Temperatur und Dehngeschwindigkeit abhängig ist.

Um die Verformungsfähigkeit bis zum adiabatischen Scherversagen ϵ_{AS} in Abhängigkeit von diesen Einflußgrößen beschreiben zu können, wird ein Ansatz in der Form von Gleichung 5.8 vorgeschlagen.

$$\epsilon_{AS} = \left[A \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{n1} + B \exp \left(-C \left(\frac{\tau}{\sigma} \right) \right) \cdot \left(1 - D \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right) \right] \cdot \left(1 + E \left(\frac{T}{T_s} \right)^{m1} \right) \quad (5.8)$$

Dieser verknüpft den Einfluß der zur axialen Druckspannung wirkenden Scherspannung bei Belastungsbeginn τ/σ mit der auf die Schmelztemperatur T_s bezogenen Prüftemperatur T und der auf eine Referenzdehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_0$ bezogenen Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ beim Verformungsvorgang. A, B, C, D, E, n1 und m1 sind Konstanten.

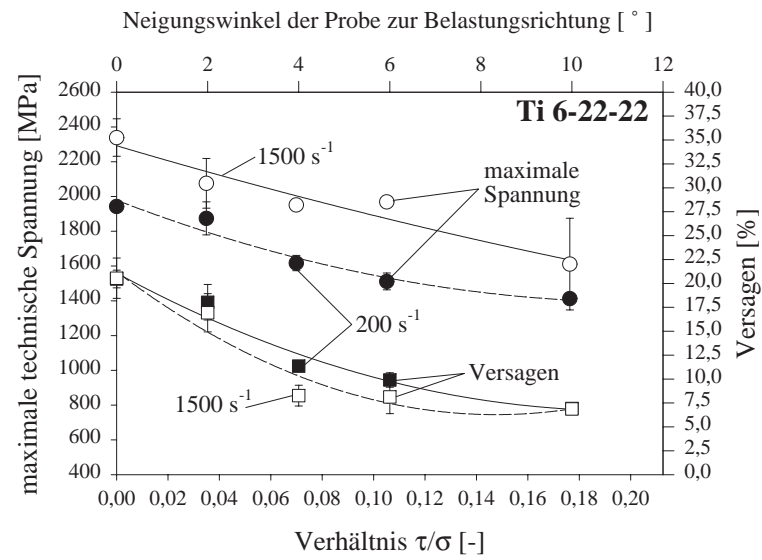


Bild 5.24: Maximale axiale Spannung und Verformungsvermögen bis zum Versagen im Druck- und Druck-/Scher-Versuch in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit bei Raumtemperatur.

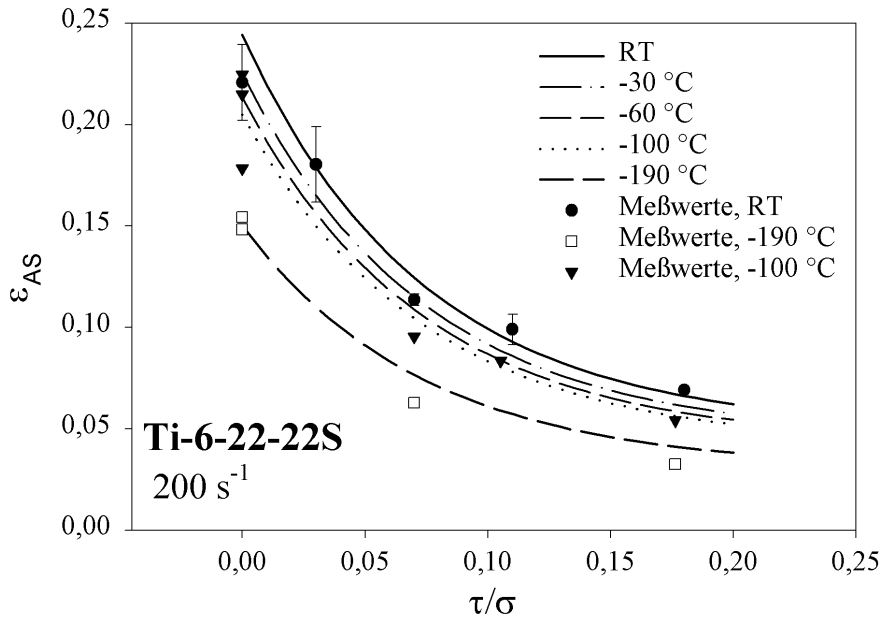


Bild 5.25: Modellierung des Verformungsvermögens bis zum Versagen bei Druck- und Druck-/Scher-Belastung in Abhängigkeit von der Temperatur bei Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} .

Für den Werkstoff Ti-6-22-22S konnte das Versagen unter den genannten Randbedingungen mit Gleichung 5.8 beschrieben werden. Als Referenzdehngeschwindigkeit wurde $\dot{\varepsilon}_0 = 10 \text{ s}^{-1}$ gewählt, da im Druckversuch oberhalb dieser Dehngeschwindigkeit ein Wechsel im Versagensmodus von inhomogenen Schervorgängen hin zu adiabatischen Schervorgängen beobachtet wurde (vgl. Bild 5.4). Die Konstanten zur Beschreibung des Versagens sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Tabelle 5.1: Konstanten der Gleichung 5.8 zur Beschreibung des adiabatischen Scherversagens für Ti-6-22-22S in Abhängigkeit vom Spannungszustand, der Prüftemperatur und der Dehngeschwindigkeit. Referenzdehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_0 = 10 \text{ s}^{-1}$, $T_s = 1923 \text{ K}$

	A	B	C	D	E	n1	m1
Konstanten	0,0139	0,08	13,61	0,104	8,0	0,0017	0,61

Einen Vergleich des Modelles mit dem gemessenen Verformungsvermögen in Abhängigkeit von der Prüftemperatur bei konstanter Dehngeschwindigkeit von 200 s^{-1} zeigt Bild 5.25. In Bild 5.26 ist die Wirkung der Dehngeschwindigkeit bei Raumtemperatur als Prüftemperatur dargestellt. Beide Bilder zeigen, daß mit dem Ansatz nach Gleichung 5.8 das Verformungsvermögen im untersuchten Bereich richtig wiedergegeben wird.

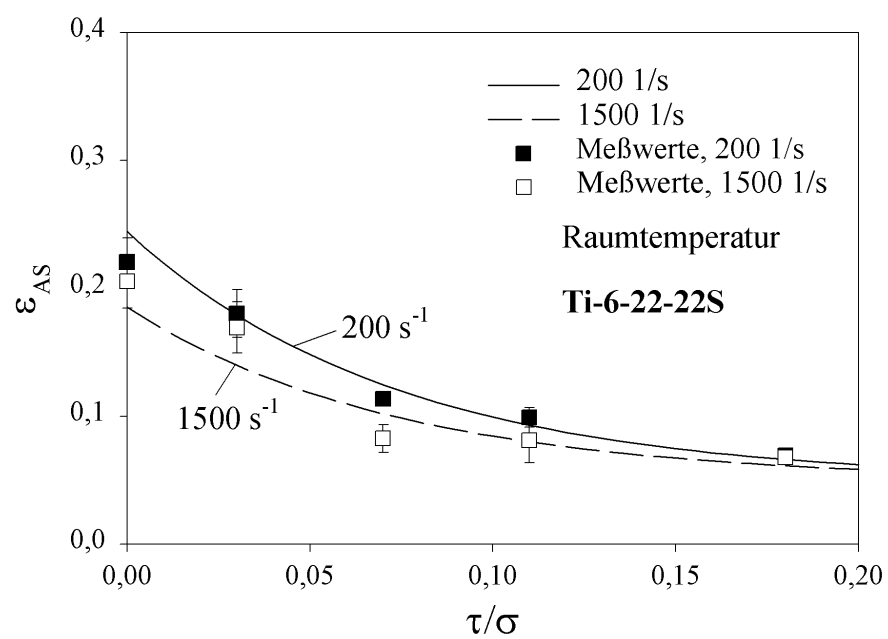


Bild 5.26: Modellierung des Verformungsvermögens bis zum Versagen bei Druck- und Druck-/Scher-Belastung in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit bei Raumtemperatur.

5.2.2 Scherverhalten unter überlagertem Druck

Das Scherverhalten unter quasistatischer und dynamischer Belastung in Abhängigkeit von überlagerten radialen Druckspannungen wurde untersucht, indem die axiale Kraft und der Weg beim Scherprozeß gemessen wurde. Weiterhin wurde der Dehnungs-Zeit-Verlauf auf dem Absatz in der Mitte der Scherprobe aufgezeichnet.

Aus den Scherversuchen wurde als Kennwert für die Spannung die Scherfließspannung beim Übergang von der elastischen zur plastischen Verformung und die maximale Scherspannung (Scherfestigkeit) ausgewertet. Die Verformungsfähigkeit wurde bestimmt, indem der axial gemessene Weg während des Durchscherprozesses bei maximaler Scherspannung und beim Scherversagen des Werkstoffes ausgewertet wurde. Die so zur Verfügung stehenden Scherspannungs- und Verformungskennwerte wurden in Abhängigkeit von der überlagerten Druckbelastung dargestellt.

Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, lassen sich durch die Wahl des Aufpreßgrades vom Ring auf die Scherprobe in der Scherzone der Probe gezielt radiale Druckspannungen einstellen.

Ein Vergleich des in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz gemessenen Dehnungs-Zeit-Verlaufes beim Aufpressen des Ringes auf die Scherprobe und des Dehnungs-Zeit-Verlaufes im dynamischen Scherversuch mit überlagertem Druck ergab, daß bis zu einem hydrostatischen Druck in der Scherzone von etwa 1000 MPa keine meßbaren plastischen Verformungen durch das Aufpressen des Ringes auftreten. Diese Messungen sind in Übereinstimmung mit der Spannungs-Dehnungs-Analyse durch die FE-Simulation des Aufpreßvorganges. Bei einem vollständig auf die Probe gepreßtem Ring, d.h. bei den höchsten überlagerten Drücken, traten dagegen plastische Verformungen in der Scherzone auf. Der Werkstoff wird damit lokal plastifiziert.

Als Bezugsgröße für die Darstellung der Spannungs- und Verformungskennwerte des Scherversuches wurde der aus der FE-Simulation berechnete hydrostatische Druck am Ort in der Mitte der Scherzone ausgewählt. Für einen vollständig auf die Scherprobe aufgepreßten Ring entspricht dieser hydrostatische Druck in etwa 1480 MPa (14,8 kbar).

Bild 5.27 zeigt den Scherspannungs-Zeit-Verlauf für einen Versuch mit vollständig aufgepreßtem Ring, d.h. höchsten überlagerten radialen Druckspannungen und den in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz mit Dehnungsmeßstreifen gemessene Dehnungs-Zeit-Verlauf bei einer Verformungsgeschwindigkeit von 1 m/s. Zunächst steigt die Scherspannung linear mit der Zeit an. Oberhalb von $\tau=600$ MPa beginnt der Werkstoff zu fließen. Nach der Verformungsverfestigung tritt ein durch einen steilen Abfall der Scherspannung gekennzeichnetes Scherversagen ein. Die gemessene Dehnung in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz verringert sich mit zunehmender axialer Verformung vom zuvor durch das Aufpressen des Ringes erzeugten hohen Druckspannungszustand. Sowohl quasistatische als auch schlagdynamische Scherbelastungen mit überlagerten hohen radialen Druckspannungen ergaben dieses Verhalten.

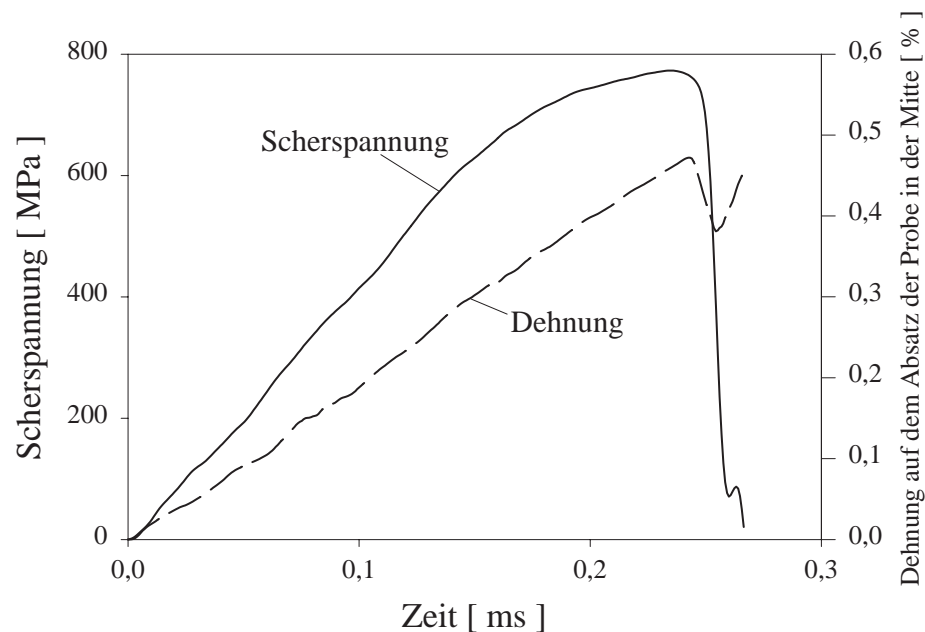


Bild 5.27: Dynamisches Scherspannungs-Zeit- und Dehnungs-Zeit-Verhalten, gemessen auf dem Absatz in der Mitte der Probe, eines Versuches mit vollständig auf die Scherprobe aufgepreßtem Ring bei Raumtemperatur. Die auf dem Absatz in der Probe gemessene Dehnung kennzeichnet die schrittweise Entlastung der Ring-Probe-Kombination.

Daher sollte geklärt werden, wie sich die Spannungs- und Dehnungsverteilungen während des Scherversuches in der Scherzone verändert. Es wurde eine FE-Simulation eines quasistatischen Schervorganges durchgeführt.

Die Basis für die FE-Simulation lieferte das Fließspannungsverhalten unter quasistatischer Belastung. Das Modell ist weiterhin nicht in der Lage, Risse zu simulieren, so daß der Aussagewert der Simulation auf kleinere Verformungen beschränkt ist.

Es wurde eine Versuchsanordnung mit insgesamt 10 mm Überlappung von Ring und Scherprobe vorbereitet und mit einer axialen Verformungsgeschwindigkeit von 0,4 mm/min geprüft.

Bild 5.28 zeigt einen Vergleich der gemessenen und simulierten Kraft beim Durchschneiden und der Änderung der Dehnung in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz. Die Kraft steigt zunächst mit zunehmendem

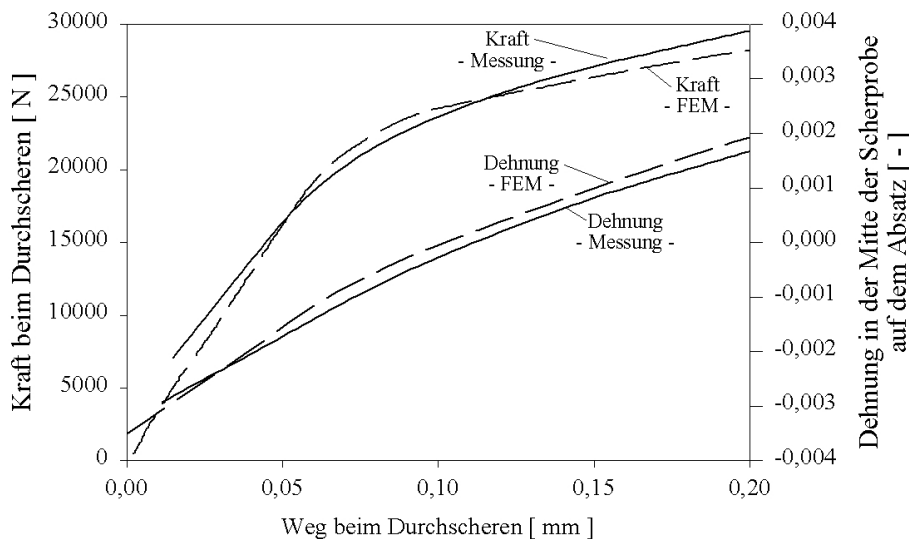


Bild 5.28: Kraft-Weg und Dehnungs-Weg-Verlauf in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz beim Abscheren unter quasistatischer Belastung von 0,4 mm/min. Vergleich von FE-Rechnung und Experiment.

Weg beim Durchschneiden steil an, um dann bei Werten zwischen 20 kN und 30 kN in einen flachen Verlauf überzugehen. Dies läßt sich anhand der in der linken Spalte von Bild 5.29 gezeigten Konturdarstellungen der ersten plastischen Hauptdehnung in der Scherzone während des Scherversuchs erklären. Das oberste Bild zeigt die Dehnungsverteilung nach dem Entlasten der Stempel von den Aufpreßkräften. In diesem Zustand sind noch keine merklichen plastischen Verformungen im Inneren der Scherzone vorhanden, nur in unmittelbarer Nähe der 0,25 mm-Radien wird die Dehngrenze überschritten. Auch durch die beginnende Scherung bei einem Verformungsweg von 0,05 mm ergeben sich noch keine wesentlichen plastischen Verformungen im Inneren der Scherzone.

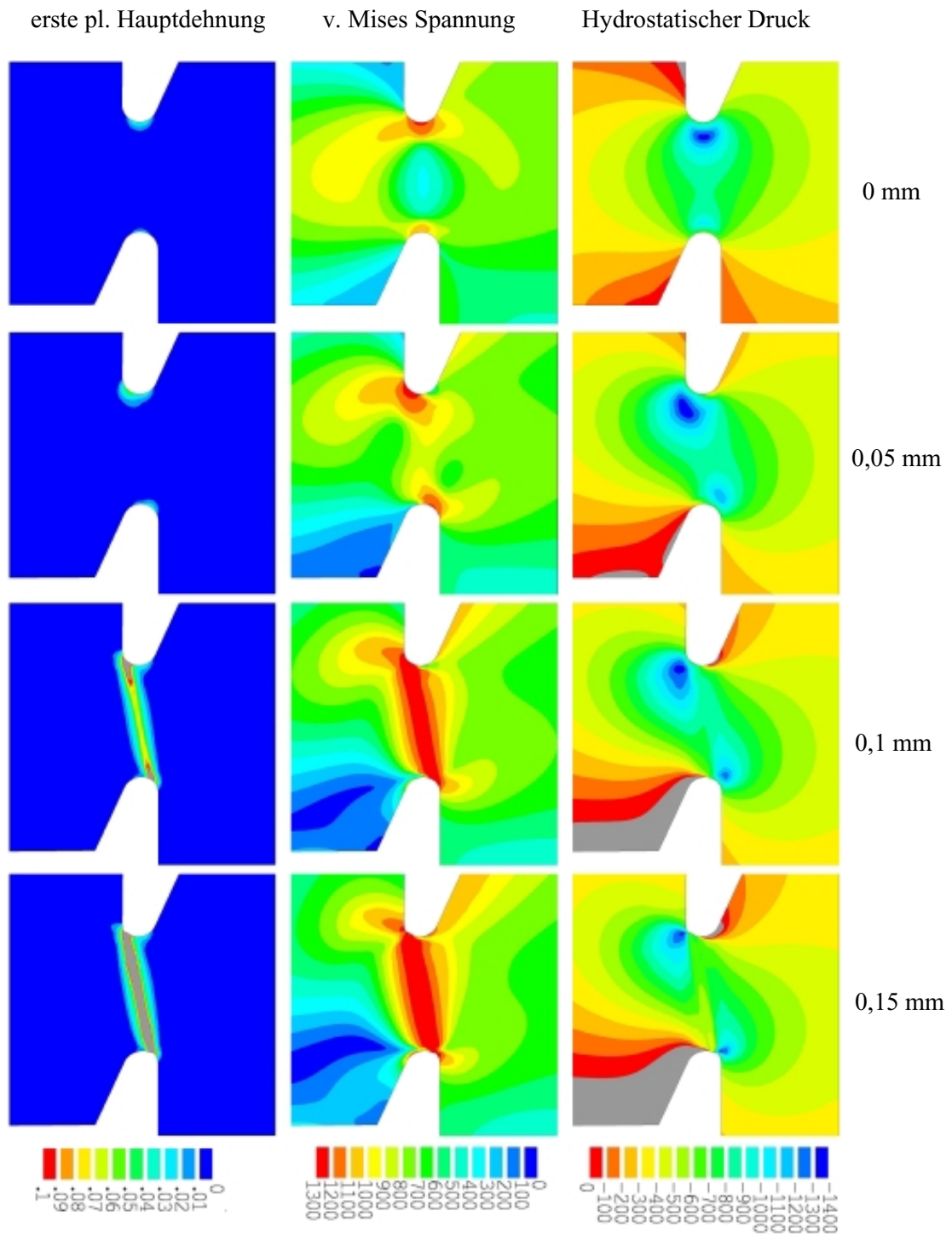


Bild 5.29: Verteilung der ersten plastischen Hauptdehnung (linke Spalte, Einheit: 1) der von-Mises-Spannung (mittlere Spalte, Einheit: N/mm^2) vor bzw. während des quasistatischen Scherversuches. Die obere Zeile zeigt den Zustand vor dem Beginn des Scherversuches. Der Ring wurde 5 mm auf die Probe gepreßt, dies entspricht einem hydrostatischen Druck in der Mitte der Scherzone von etwa 900 MPa. Die zweite, dritte und vierte Zeile zeigen den Zustand nach einem Weg beim Abscheren von 0,05 mm, 0,10 mm und 0,15 mm.

Bei einer Verschiebung um 0,05 mm erfolgt die Verformung somit noch weitgehend elastisch. Wenn die Verformung auf 0,1 mm erhöht wird, ändert sich dies. Es bildet sich dann eine relativ scharf begrenzte plastische Zone, welche die beiden Radien oberhalb und unterhalb der Scherzone miteinander verbindet. Dementsprechend kann der Werkstoff bei einer weiteren Erhöhung der Verschiebung kaum noch zusätzliche Kräfte aufnehmen, was dem Abflachen der Kurve in Bild 5.28 entspricht. Auf der rechten Seite von Bild 5.29 sind Konturdarstellungen des hydrostatischen Drucks während des Schervorgangs dargestellt. Es zeigt sich, daß es nach der Ausbildung der plastischen Zone zwischen den beiden Radien zu einer deutlichen Abnahme des hydrostatischen Drucks in diesem Bereich kommt.

In Bild 5.30 ist die Berechnung der Änderung des hydrostatischen Druckes in der Mitte der Scherzone zusammen mit der Berechnung und Messung der Änderung der Dehnung beim Abscheren aufgetragen.

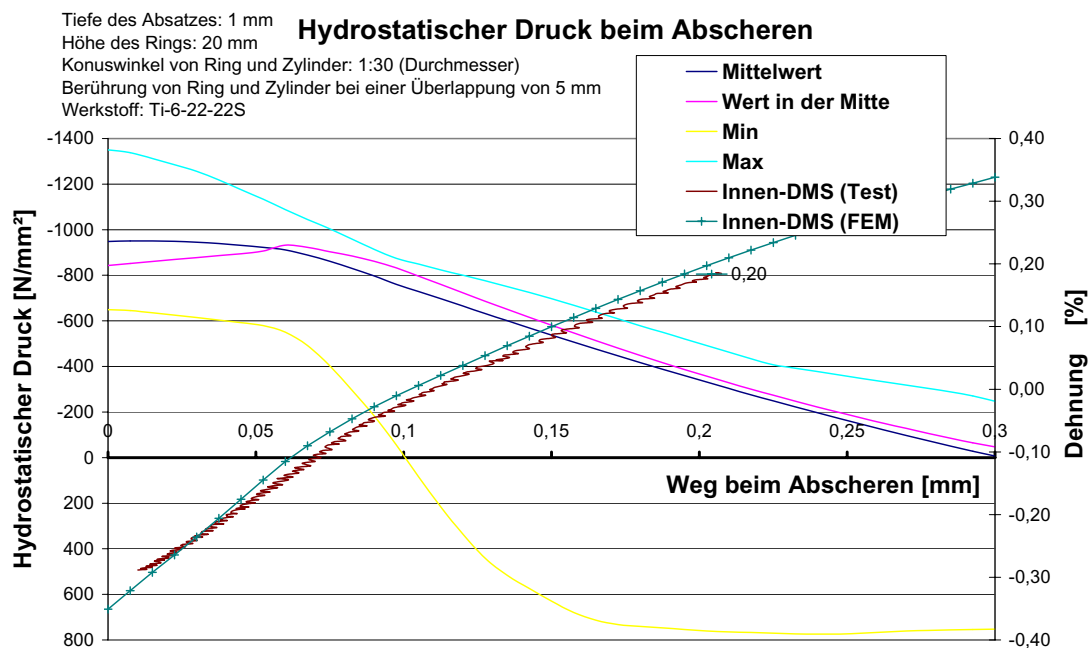


Bild 5.30: Änderung des hydrostatischen Druckes in der Mitte der Scherzone und der Dehnung in der Mitte der Scherprobe auf dem Absatz beim Abscheren unter quasistatischer Belastung.

Daraus ist ersichtlich, daß bis zu Verschiebungen von etwa 0,1 mm noch keine deutlichen Änderungen im in der Scherzone wirkenden hydrostatischen Druck auftreten. Die im Scherversuch gemessene Fließspannung beim Einsetzen der plastischen Verformung kann somit auf den durch das Aufpressen des Ringes auf die Scherprobe erzeugten, aus der FE-Simulation stammenden, hydrostatischen Druck in der Mitte der Scherzone bezogen werden.

Höhere Scherspannungen, besonders aber die Scherfestigkeit, können jedoch nicht ohne weiteres auf den hydrostatischen Druck bezogen werden, da die Aussagekraft des verwendeten Modelles begrenzt ist und sich bereits bei den jetzigen Bedingungen bei höheren Verformungen die berechnete Spannungs- und Dehnungsverteilung drastisch ändert.

Um genauere Aussagen über die Wirkung und die Änderung radialer Druckspannungen auf das Scherverhalten, besonders der Scherfestigkeit und des Versagens treffen zu können, müßte die Versuchsanordnung so modifiziert werden, daß der aufgebaute Druck während des Durchscherens aufrecht erhalten wird. Die FE-Simulation sollte weiterhin das Auftreten von Instabilitätsprozessen zulassen.

Aus diesem unter quasistatischer Belastung durchgeführten Versuch und der FE-Simulation wird angenommen, daß sich auch unter schlagdynamischer Belastung qualitativ keine Veränderungen ergeben und so die Aussagen zu der Spannungs- und Dehnungsänderungen auf die schlagdynamischen Experimente übertragbar sind.

Der Einfluß von überlagerter Druckbelastung auf das dynamische Scherspannungs-Zeit-Verhalten der Titanlegierung ist in Bild 5.31 dargestellt.

Bereits bei geringen Anteilen zusätzlich wirkender radialer Druckspannungen wird sowohl das Festigkeits- als auch das Verformungsverhalten deutlich beeinflußt. Weiterhin wird mit zunehmender überlagerter Druckspannung das dynamische Verformungsverfestigungsverhalten, gekennzeichnet durch den Anstieg im Scherspannungs-Zeit-Verlauf in Bild 5.31, erhöht. Gleichzeitig nehmen die vom Werkstoff ertragenen Scherfestigkeiten und das Verformungsvermögen ab. Die Titanlegierung versagt unter adiabatischer Scherung mit zunehmendem Druck nach geringeren Zeiten bzw. Verformungen.

Die Wirkung des überlagerten Druckes auf die Scherspannung beim Beginn der plastischen Verformung, die Scherfestigkeit und das Verformungsvermögen ist in Bild 5.32 dargestellt.

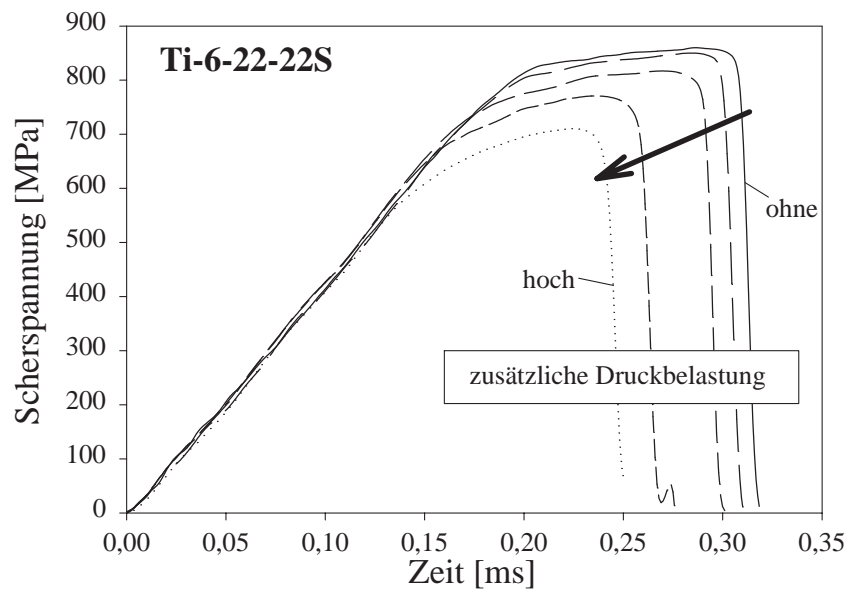


Bild 5.31: Einfluß zusätzlicher radialer Druckspannung auf das dynamische Scherspannungs-Zeit-Verhalten der Titanlegierung Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur.

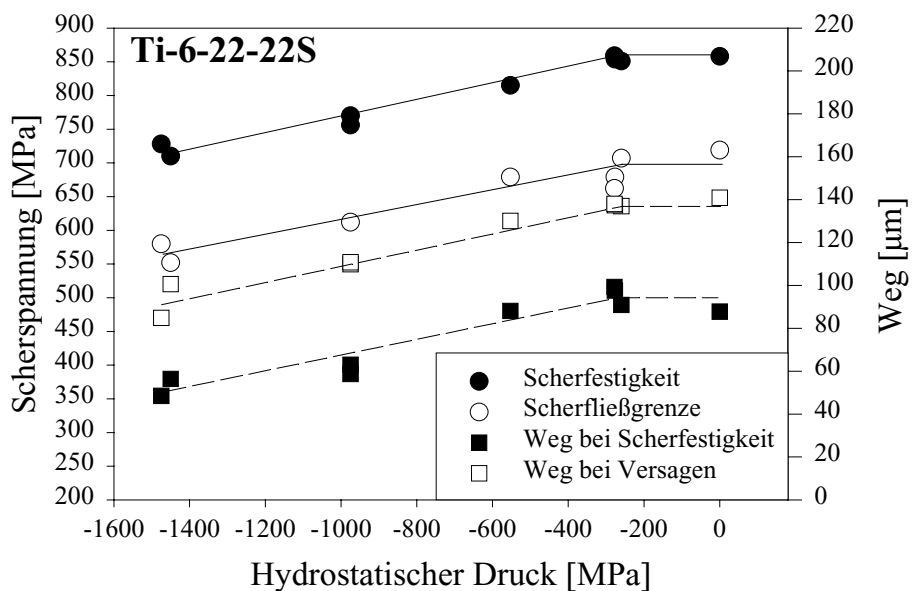


Bild 5.32: Einfluß des berechneten hydrostatischen Druckes in der Scherzone auf die Fließgrenze, Scherfestigkeit und den Verformungsweg bei Raumtemperatur.

Obwohl nach der FE-Simulation der Spannungs- und Dehnungsverteilung in der Scherzone beim Durchschneiden davon auszugehen ist, daß am Maximum der Scherspannung der anfänglich wirkende überlagerte Druck reduziert ist, bleibt dennoch seine Wirkung vorhanden. Sowohl Scherfließgrenze als auch Scherfestigkeit bleiben zunächst bei geringen überlagerten Drücken unbeeinflusst. Bei weiter zunehmendem Druck verringern sie sich nahezu proportional. Ein gleiches Verhalten trifft auf das Verformungsvermögen zu. Der quer zur Scherrichtung wirkende Druck initiiert ein früheres Versagen.

Diese Verhalten darf jedoch nicht verallgemeinert werden, da andere Werkstoffe wie z.B. Wolframsinterwerkstoffe [156] unter identischen Randbedingungen teilweise unbeeinflusst bleiben oder ihre Verformbarkeit verbessern, z.B. Bild 5.33.

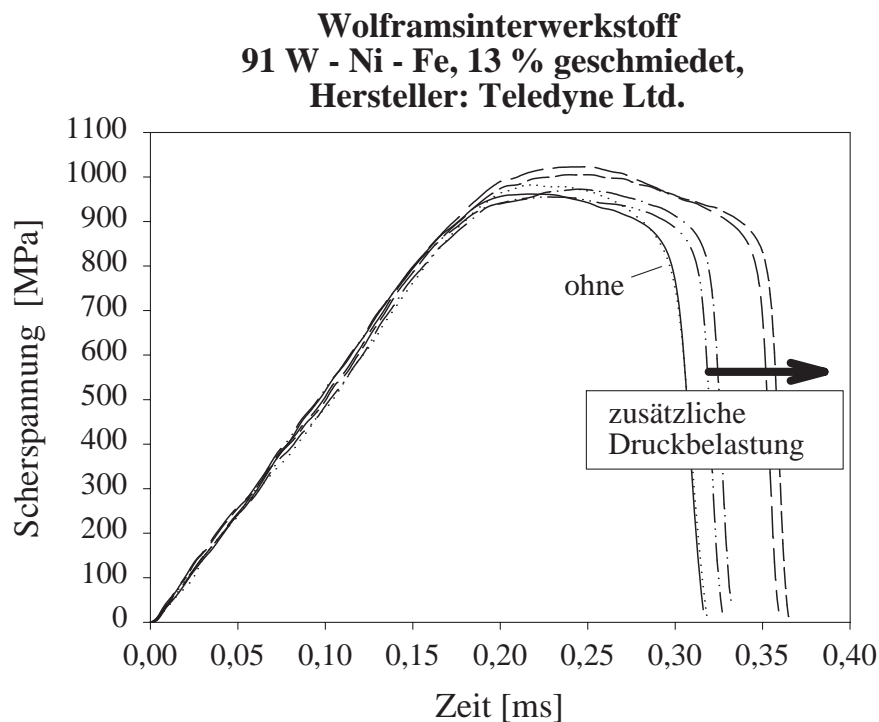


Bild 5.33: Einfluß zusätzlicher radialer Druckspannung auf das dynamische Scherspannungs-Zeit-Verhalten eines Wolframsinterwerkstoffes bei Raumtemperatur.

5.2.3 Platten-Impakt in Abhängigkeit von der Temperatur

5.2.3.1 Beschreibung der Wellenprofile

Die Untersuchungen wurden in Kooperation mit Prof. G.I. Kanel und Dr. S. V. Razorenov am High Energy Density Research Center durchgeführt und als Daten zur weiteren Auswertung zur Verfügung gestellt. Bild 5.34 zeigt die Wellenprofile von Platten-Impakt-Experimenten bei Raumtemperatur und höheren Temperaturen [157].

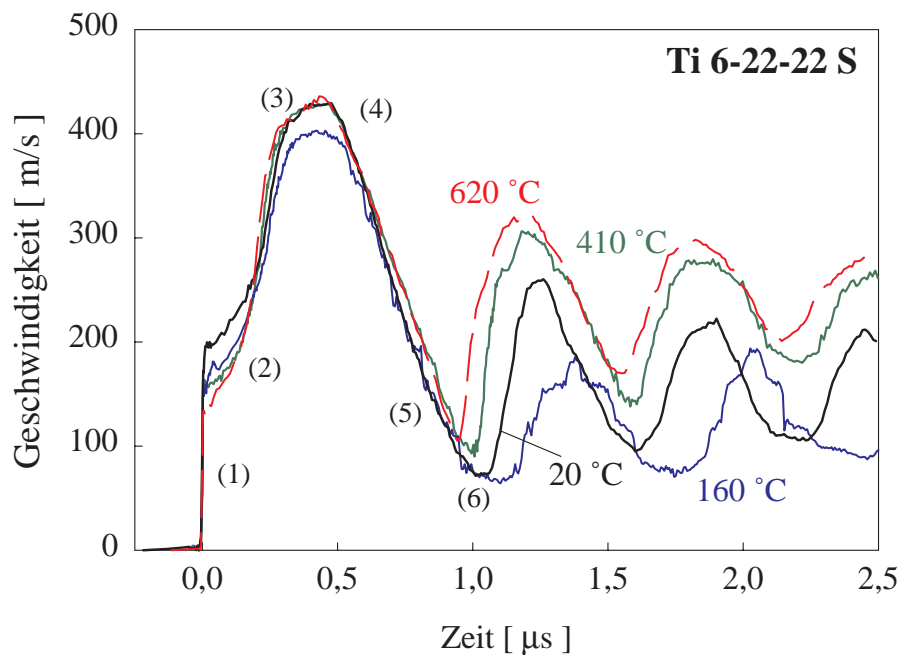


Bild 5.34: Schockverhalten von Ti-6-22-22S in Abhängigkeit von der Temperatur.

Zum Vergleich mit dem Schockverhalten bei Raumtemperatur ist in Bild 5.35 das Verhalten bei 620 °C eingezeichnet.

In beiden Experimenten ist zunächst ein Geschwindigkeitssprung im elastischen Vorläufer bis zum Hugoniot Elastic Limit (HEL) meßbar. Dem elastischen Vorläufer (1) folgt, mit einem dispersen Übergang, die plastische Druckwelle. Der rampenförmige Anstieg der Geschwindigkeit (2) bzw. der Spannung hinter dem elastischen Vorläufer könnte das Ergebnis einer intensiven Verformungsverfestigung oder ein Hinweis auf eine hohe Viskosität des Werkstoffes sein. Nach der Kompression erreicht die Entlastungswelle das freie Ende der Targetoberfläche (3) was die Oberflächen- geschwindigkeit wieder reduziert (4). Nach der Reflektion der Druckwelle

an der freien Oberfläche entstehen im Targetinneren Zugspannungen (5), die zur Bildung und zum Wachstum von Rissen führen.

Bei der Bruchentstehung geht die Zugspannung auf null zurück. Als Ergebnis tritt im Wellenprofil der Spallationspuls (6) Δu_{fs} auf, Bild 5.35. Das Versagen des Werkstoffes unter pulsformiger Zugbelastung wird als Spallation oder Abplatzen bezeichnet. Danach treten durch das Aufreißen des Werkstoffes im Inneren des Targets neue freie Oberflächen auf, von denen die Stoßwelle ebenfalls reflektiert wird.

Obwohl sich die Wellenprofile zwischen Raumtemperatur und erhöhter Temperatur qualitativ ähnlich sind, unterscheiden sie sich quantitativ, Bild 5.35.

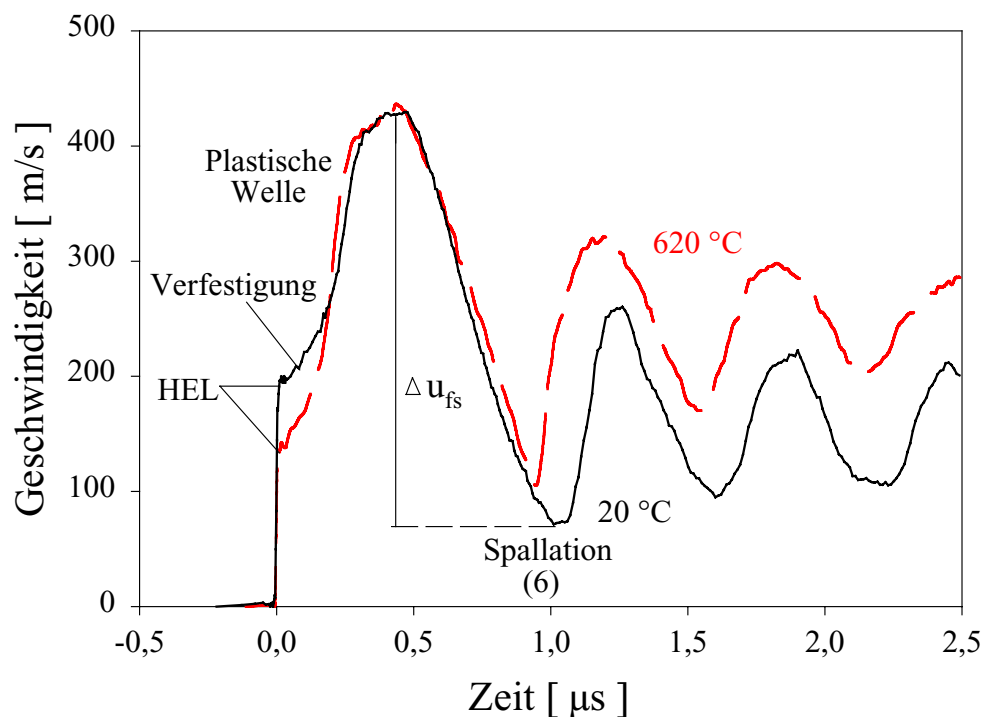


Bild 5.35: Wellenprofile von Platten-Impakt-Experimenten bei Raumtemperatur und 620 °C.

Bei 620 °C zeigt das Wellenprofil unmittelbar nach dem elastischen Vorläufer einen steileren Anstieg als bei Raumtemperatur und nahezu den gleichen Anstieg der plastischen Welle. Das Spallationsverhalten ist bei Raumtemperatur und erhöhter Temperatur ähnlich, Bild 5.34 und Bild 5.35.

5.2.3.2 Fließgrenze und Verfestigungsverhalten

Durch Messungen der freien Oberflächengeschwindigkeit u_{fs}^{HEL} direkt hinter dem elastischen Vorläufer berechnet sich mit Gleichung 5.9 das Hugoniot Elastic Limit (HEL), [158] und [159].

$$HEL = \rho c_l u_{fs}^{HEL} / 2 \quad (5.9)$$

Zwischen HEL und der dynamischen Fließspannung Y besteht der in Gleichung 5.10 von [147] und [160] gezeigte Zusammenhang.

$$Y = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} HEL = 2HEL \left[\frac{c_t^2}{c_l^2} \right] \quad (5.10)$$

Die aus dem Wellenprofil bestimmten dynamischen Kennwerte bei den einzelnen Temperaturen und die zur Berechnung verwendeten Werte für Dichte und E-Modul sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Tabelle 5.2: Hugoniot Elastic Limit (HEL), dynamische Fließgrenze Y und Spallationsfestigkeit (Spall Strength) von Ti-6-22-22S bei unterschiedlichen Temperaturen.

T, °C	ρ , g/cm ³	K(T) GPa	G(T) GPa	c_b km/s	c_l km/s	c_t km/s	u_{fs}^{HEL} , m/s	HEL, GPa	Y, GPa	Spall Strength, GPa	Δu_{fs} , m/s
20	4,53	107,4	42,1	4,87	6,01	3,05	195	2,66	1,36	4,06	355
160	4,51	106	37,9	4,85	5,89	2,9	172	2,28	1,11	3,8	335
410	4,48	103,6	30,4	4,81	5,67	2,6	157	1,99	0,84	3,75	330
620	4,45	101,5	24,1	4,78	5,48	2,33	136	1,66	0,6	3,61	330

Die elastisch-plastische Wellenform enthält weiterhin Informationen zum Verformungsverfestigungsverhalten und zum Einfluß der Dehngeschwindigkeit. Dazu wurden Spannungs-Verformungs-Diagramme aus dem Druckbereich des Wellenprofils unter den folgenden Randbedingungen erstellt.

Die Druckwelle wurde als einfache zentrierte Welle [145] betrachtet. Für einfache Wellen bestehen für das longitudinale Spannungsinkrement $d\sigma$, die Verformungsinkremente $d\varepsilon_x = -dV/V$, die Scherspannung τ und den Druck p die folgenden Zusammenhänge, Gleichung 5.11.

$$d\sigma = \rho_0 a_\sigma^2 d\varepsilon_x \quad \text{und} \quad \tau = \frac{3}{4}(\sigma - p) \quad (5.11)$$

Die Spannungen unter Druckbelastung werden mit positiven Vorzeichen angenommen. Mit a_σ wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle bei der Spannung σ in Lagrange-Koordinaten [161] bezeichnet. Für eine einfache zentrierte Welle berechnet sich die plastische Ausbreitungsgeschwindigkeit a_σ nach Gleichung 5.12.

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma)} \quad (5.12)$$

Mit h wird der Abstand bezeichnet, an dem der Spannungs-Zeit-Verlauf $\sigma(t)$ der Druckwelle analysiert wird, und t ist das Zeitintervall nach dem Auftreten des elastischen Vorläufers.

Wenn an Stelle von $\sigma(t)$ das freie Oberflächengeschwindigkeits-Zeit-Verhalten $u_{fs}(t)$ analysiert wird, können unter Verwendung der Partikelgeschwindigkeit u_p nach Kanel [144] auch die folgenden Beziehungen verwendet werden:

$$u_{fs}(t) = 2u_p(t) \quad \text{und} \quad d\sigma(t) = \rho a_\sigma du_p(t) \quad (5.13)$$

Eine detailliertere Analyse, welche die Wechselwirkungen zwischen der einlaufenden Druckwelle und der reflektierten Entlastungswelle berücksichtigt, führt zu Gleichung 5.14.

$$c_\sigma = c_l \frac{2h - c_l t(\sigma)}{2h + c_l t(\sigma)} \quad (5.14)$$

In Bild 5.36 sind die Spannungs-Stauchungs-Diagramme, die aus dem Druckteil der freien Oberflächengeschwindigkeits-Zeit-Verläufe ermittelt wurden, für Raumtemperatur und 620 °C dargestellt.

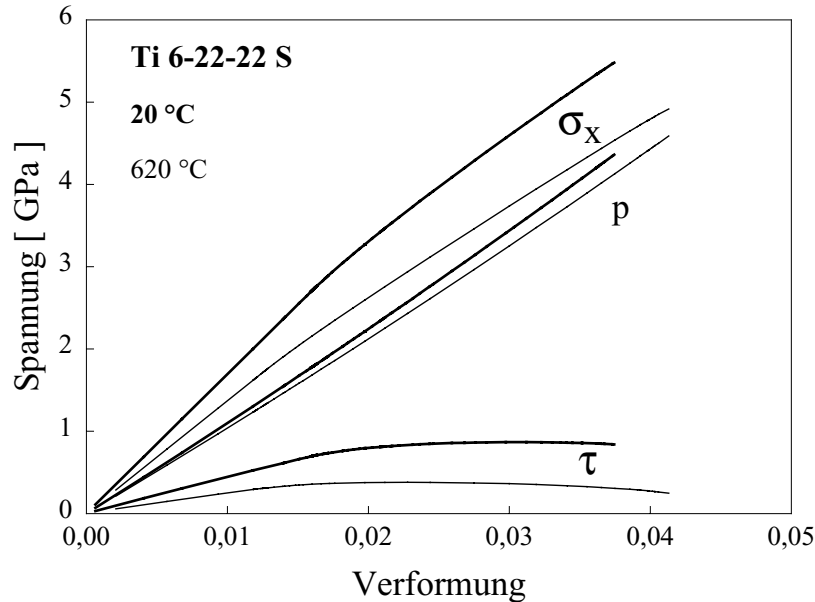


Bild 5.36: Aus der Druckwelle des Wellenprofils berechnetes Spannungs-Verformungs-Verhalten von Versuchen bei Raumtemperatur (dick) und 620 °C (dünn). Der Druck p entspricht dem hydrostatischen Hugoniot-Druck.

Bild 5.37 zeigt eine Abschätzung der Verformungs- und Dehngeschwindigkeits-Zeit-Verläufe für den Versuch bei Raumtemperatur.

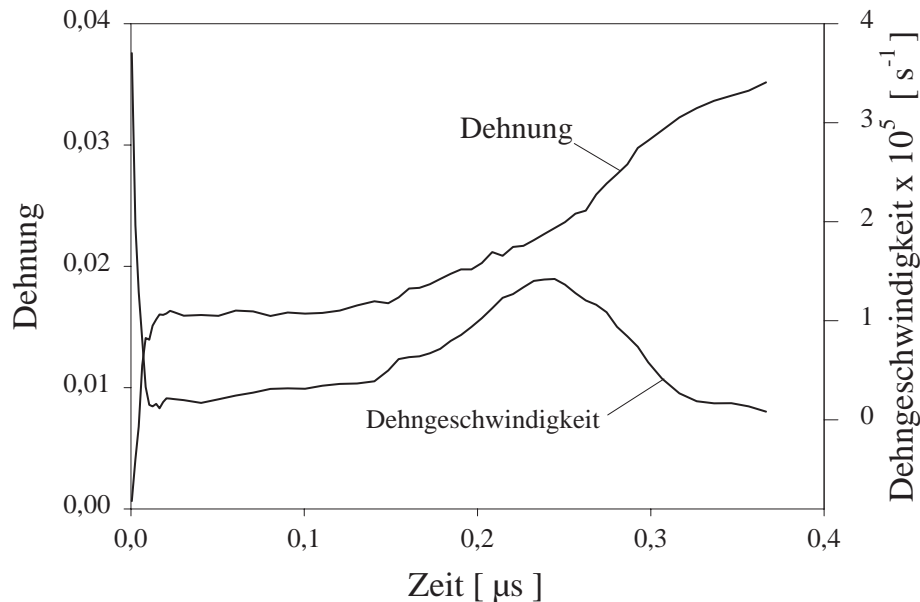


Bild 5.37: Verformungs- und Dehngeschwindigkeits-Zeit-Verhalten für einen Versuch bei Raumtemperatur.

Während die mittlere Dehngeschwindigkeit etwa 10^5 s^{-1} beträgt, variiert die reale Dehngeschwindigkeit zwischen sehr hohen Werten in der elastischen und plastischen Wellenfront und relativ geringen Werten zwischen beiden [157].

Bild 5.38 vergleicht das berechnete Scherspannungs-Verformungsverhalten der Versuche bei 20 °C und 620 °C. Der Versuch bei 620 °C zeigt eine ausgeprägte Entfestigung am Ende der Schock-Kompression. Dies könnte aber auch auf die mit der Herleitung verbundenen Ungenauigkeiten, d.h. durch die verwendeten Werte für den temperaturabhängigen E-Modul, zurückgeführt werden. Eine Abschätzung des Einflusses der Temperatur auf den Schermodul zeigen die Kurven 2 und 3 in Bild 5.38.

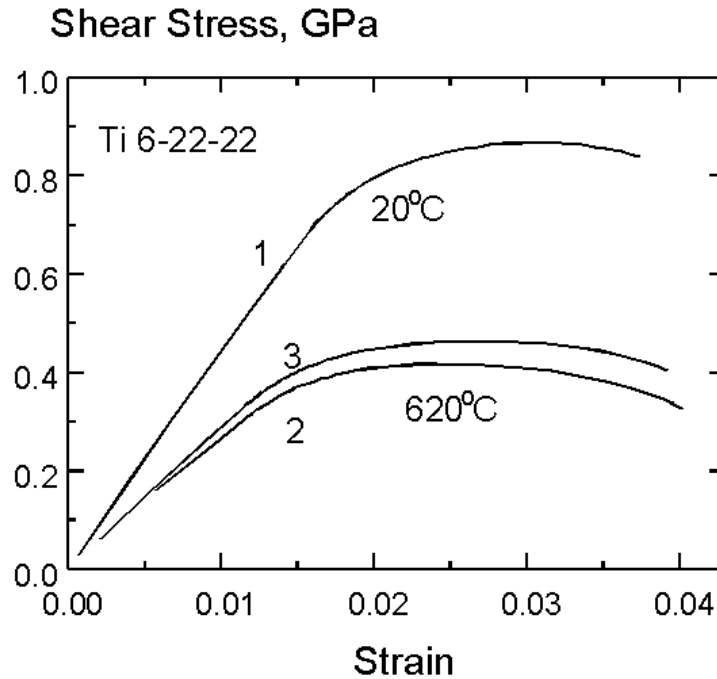


Bild 5.38: Scherspannungs-Verformungsverhalten bei unterschiedlichen Temperaturen.

Der mit 2 bezeichnete Kurvenverlauf wurde aus experimentellen Werten mit

$$\frac{\partial G}{\partial T} = -27 \text{ MPa/K} \quad (5.15)$$

berechnet. Kurve 3 wurde mit der Temperaturabhängigkeit nach [149] mit

$$\frac{\partial G}{\partial T} = -23 \text{ MPa/K} \quad (5.16)$$

berechnet. Die verwendete unterschiedliche Temperaturabhängigkeit des E-Modules führt daher im Scherspannungs-Verformungs-Verhalten der Hochtemperaturversuche sowohl im Verfestigungs- als auch im Entfestigungsverhalten zu Unterschieden.

5.2.3.3 Spallationsfestigkeit

Unabhängig von der Prüftemperatur trat in allen Experimenten Spallation auf, was in den Wellenprofilen eindeutig an den charakteristischen "pull-back"-Erscheinungen (z.B. weiterer Verlauf ab Punkt (6) in Bild 5.35) erkennbar ist.

Die Spallationsspannung wurde berechnet, indem die "pull-back"-Geschwindigkeit Δu_{fs} zwischen dem Maximum und dem Minimum der freien Oberflächengeschwindigkeit kurz vor dem Spallationspuls nach Bild 5.35 bestimmt wurde. Die Zugspannung unmittelbar vor Spallation, σ^* wird dann nach [162] aus der Gleichung 5.17 berechnet.

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \varrho_0 c_0 \Delta u_{fs} \quad (5.17)$$

Der Spallationspuls ist eine Druckwelle, die sich durch den gestreckten Werkstoff fortpflanzt. Daher wandert die Front des Spallationspulses mit der longitudinalen elastischen Wellengeschwindigkeit c_l , wohingegen sich die einfallende plastische Verdünnungswelle vor dieser mit der Schallgeschwindigkeit für isotrope Kompression c_b ausbreitet. Nach Stepanow [163] läßt sich σ^* dann mit Gleichung 5.18 berechnen.

$$\sigma^* = \varrho_0 c_b \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_b/c_l} \quad (5.18)$$

Eine genauere Analyse von Kanel [164] bestätigt die Gültigkeit von Gleichung 5.18 für den Fall einer dreieckigen Form des Eingangsdruckimpulses.

Die Spallationsfestigkeit ist zusammen mit der HEL und der dynamischen Fließgrenze Y in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Die Spallationsfestigkeit und die dynamische Fließgrenze, bezogen auf die Werte bei Raumtemperatur, in Abhängigkeit von der Prüftemperatur zeigt Bild 5.39.

Der Temperatureinfluß auf die Spallationsfestigkeit ist gering und zeigt eine ähnliche Abhängigkeit, wie sie auch bei anderen Metallen beobachtet wurde. Das Verhalten der dynamischen Fließgrenze mit steigender Prüftemperatur unterscheidet sich dagegen deutlich von dem Verhalten von Eisen, Aluminium, Zink und Bismuth, z.B. [147] und [165].

Die dynamische Fließgrenze ist im Vergleich zur Spallationsfestigkeit deutlich temperaturempfindlicher.

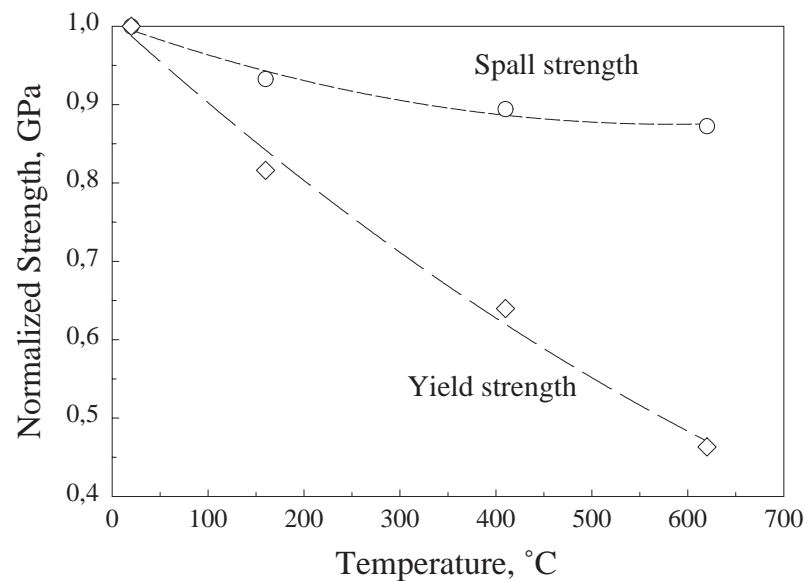


Bild 5.39: Normierte dynamische Fließgrenze (Yield strength) $Y(T)/Y(20\text{ °C})$ und Spallationsfestigkeit (Spall strength) $\sigma^*(T)/\sigma^*(20\text{ °C})$ in Abhängigkeit von der Temperatur.

Entsprechend den Modellvorstellungen zur Schädigung unter den Bedingungen der Schockwellenbelastung, beginnt an Schwachstellen im Werkstoff die Bildung kleiner Risse und Poren, welche sich bei anhaltender Zugbelastung vergrößern und zu einer makroskopischen Schädigung zusammenwachsen [166].

Der Zusammenschluß von Poren findet zu einem späten Stadium des Bruchvorganges statt. Die Bildungsrate der Poren wird hauptsächlich durch Zugspannungen bestimmt. Der Widerstand des Werkstoffes gegenüber dem Porenwachstum ist von der Fließspannung und der Viskosität des um die Poren befindlichen Materiales abhängig [167]. Wenn die Fließspannung sich mit zunehmender Temperatur verringert, sollte sich die Spallationsfestigkeit ebenfalls proportional verringern, wenn der Widerstand gegenüber dem Porenwachstum ein beherrschender Faktor der Spallationsfestigkeit ist. Dies ist jedoch nicht der Fall.

Die Spallationsfestigkeit wird damit eher durch die Porenbildung als durch das Porenwachstum bestimmt.

5.2.3.4 Vergleich der Fließspannungen unter einachsiger Spannung und einachsiger Dehnung

In Bild 5.40 sind die Fließgrenzen bei 0,2 bzw. 2 % Stauchung in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit aus einachsigen Druckversuchen mit der Fließgrenze aus dem Platten-Impakt-Test bei Raumtemperatur aufgetragen.

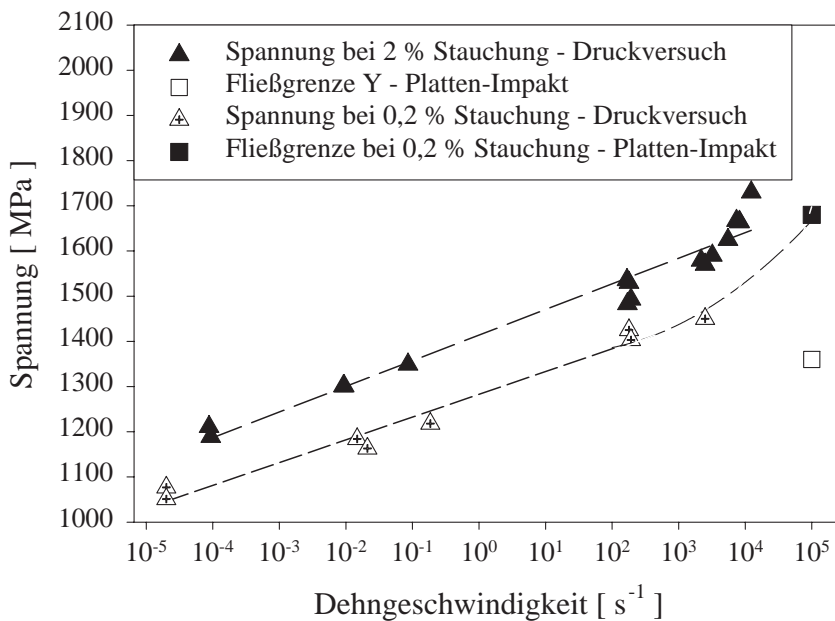


Bild 5.40: Vergleich von Fließgrenzen aus Experimenten unter einachsiger Spannung und einachsiger Dehnung.

Da sich im dynamischen Druckversuch bei Dehngeschwindigkeiten ab etwa $10^3 s^{-1}$, abhängig von der Probengeometrie, ein homogener Spannungszustand in der Probe erst nach einigen Prozent Verformung einstellt, z. B. [168], [169], [170], wurden die Fließspannung bei 0,2 % Stauchung bis $200 s^{-1}$ und bei höheren Dehngeschwindigkeiten die 2 %-Grenze verglichen.

Es zeigt sich, daß die aus Versuchen unter einachsiger Spannung und einachsiger Dehnung an Ti-6-22-22S ermittelten Fließgrenzen allgemein eine logarithmische Abhängigkeit der Fließgrenze von der Dehngeschwindigkeit im Bereich von $10^{-4} s^{-1}$ bis $10^5 s^{-1}$ aufweisen.

Dagegen wurde im Bereich von $10^4 s^{-1}$ für reine Metalle ein Übergang von einer logarithmischen zu einer linearen Abhängigkeit der Fließgrenze

von der Dehngeschwindigkeit gefunden, [168] und [171]. Dieser Wechsel in der Dehngeschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließgrenze wird auf den Übergang von der thermischen Aktivierung der Versetzungsbewegung zu Dämpfungseffekten ("phonon drag") zurückgeführt.

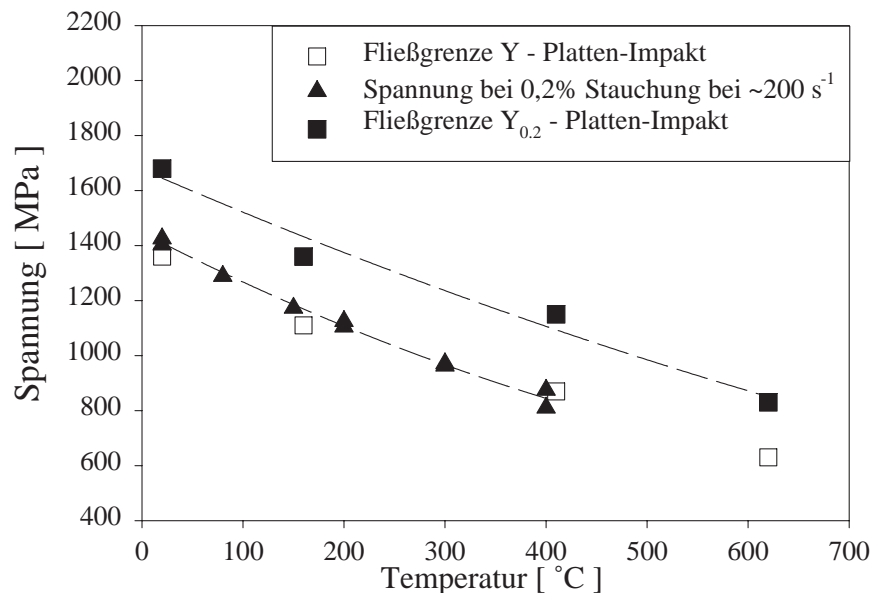


Bild 5.41: Vergleich der Fließgrenzen aus Experimenten unter einachsiger Spannung und einachsiger Dehnung bei unterschiedlichen Temperaturen.

Ein Vergleich der Fließgrenzen bei 0,2 % Stauchung aus dem dynamischen Druckversuch bei Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} mit den dynamischen Fließgrenzen aus den Platten-Impakt-Versuchen in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt bei beiden Dehngeschwindigkeiten eine ähnliche Temperaturempfindlichkeit, Bild 5.41.

Die Ergebnisse der Experimente zeigen, daß sich die Abhängigkeit der Fließspannung von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit im untersuchten Bereich kontinuierlich und nicht sprunghaft verändert. Daher wird angenommen, daß der der Verformung zu Grunde liegende metallphysikalische Mechanismus bei Dehngeschwindigkeiten von $2 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ und 10^5 s^{-1} identisch ist und die plastische Verformung bis 10^5 s^{-1} durch die thermische Aktivierung der Versetzungsbewegung erfolgt. Eine genauere Analyse wird in Abschnitt 5.4.1 gegeben.

5.3 Gefügeuntersuchungen

Für die Untersuchungen des Gefüges und der Mikrostruktur wurden dynamische Druck-/Scher-Versuche nach dem Einsetzen der Instabilität, aber noch vor der endgültigen Werkstofftrennung, gestoppt.

Bild 5.42 zeigt den Verlauf der technischen axialen Spannung über die axiale Stauchung für zwei dynamische Druck-/Scher-Versuche. Im ersten Versuch (I) wurde der Werkstoff ohne Begrenzung der Verformung bis zur Werkstofftrennung verformt. Der andere Versuch (II) wurde nach dem Einsetzen der Instabilität, d.h. nach dem Überschreiten des Maximums der Spannung, kurz vor dem schlagartigen Lastabfall bei (3), gestoppt und der so verformte Werkstoff für die Untersuchung des verformten Gefüges und der sich entwickelten Mikrostruktur vorbereitet.

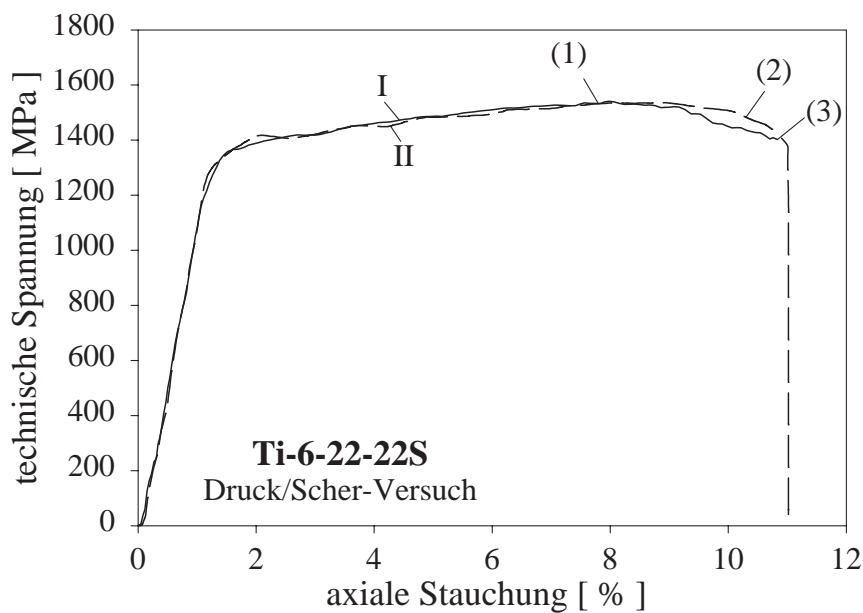


Bild 5.42: Gestoppter dynamischer Druck-/Scher-Versuch zur Untersuchung des adiabatischen Scherprozesses.

Diese Methode der Untersuchung der Gefügeentwicklung unter dynamischer Druck-/Scher-Belastung wurde erstmals von Meyer [136] an Ti-6Al-4V eingesetzt. In lichtmikroskopischen Aufnahmen wurde dabei nachgewiesen, daß bereits vor dem Erreichen des Maximums der technischen Druckspannung [Ort(1) in Bild 5.42] Lokalisierungen der Verformungen im Werkstoff in der Form von Scherbändern auftreten.

Die Scherbänder laufen mit zunehmender Verformung von den Ecken der Druck-/Scher-Probe in das Werkstoffvolumen hinein [Ort (2) in Bild 5.42]. Im Schliffbild weisen die adiabatischen Scherbänder eine wellenförmige Kontur auf. Diese Beobachtungen konnten in eigenen Untersuchungen an Ti-6-22-22S bestätigt werden. In eigenen Untersuchungen wurde sich auf die Gefügeentwicklung vor dem Werkstoffversagen, in Bild 5.42 als (3) bezeichnet, konzentriert.

Bild 5.43 zeigt das adiabatische Scherband mit hochverformten Körnern der α -Phase und der Einformung der $(\alpha + \beta)$ -Lamellen in das Scherband hinein.

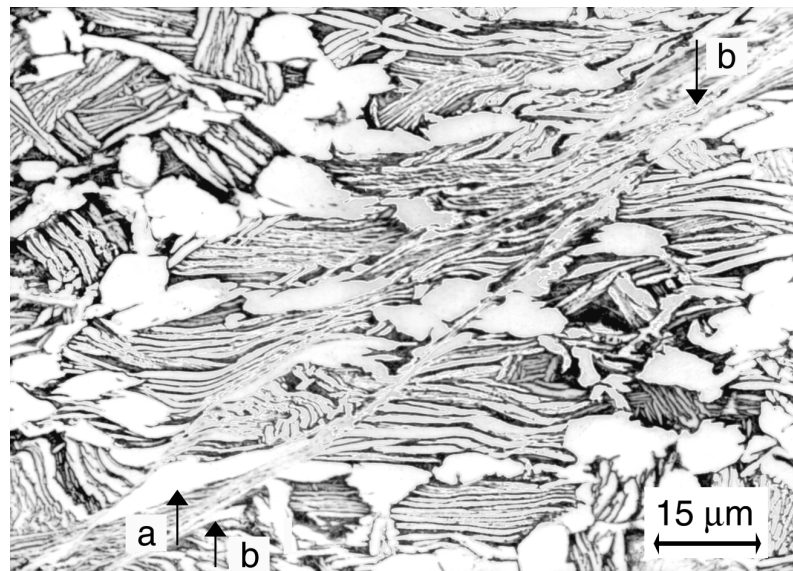


Bild 5.43: Lichtmikroskopische Aufnahme der Scherzone mit hohen Verformungen in allen Gefügebestandteilen.

Die in Bild 5.44 im Scherband sichtbaren Poren haben eine ähnliche Breite von etwa $2\ \mu\text{m}$ wie das Scherband selbst.

Die von Grebe [93] in Titanlegierung beobachtete hohe Verformung der Poren wird von ihm auf die höhere Temperatur im Scherband und die damit verbundene geringere Fließspannung des Werkstoffes im Band zurückgeführt.

Rogers [67] schlug zwei Erklärungen für das Auftreten von Poren in Scherbändern vor. Zugspannungen und Porenwachstum durch Kavitation in der während der Verformung erwärmten Zone. Demnach ist die Beweglichkeit der Atome bei hohen Temperaturen verantwortlich, die, um die Oberflächenenergie zu reduzieren, runde Poren bilden, die anschließend zu ovalen Poren verformt werden.

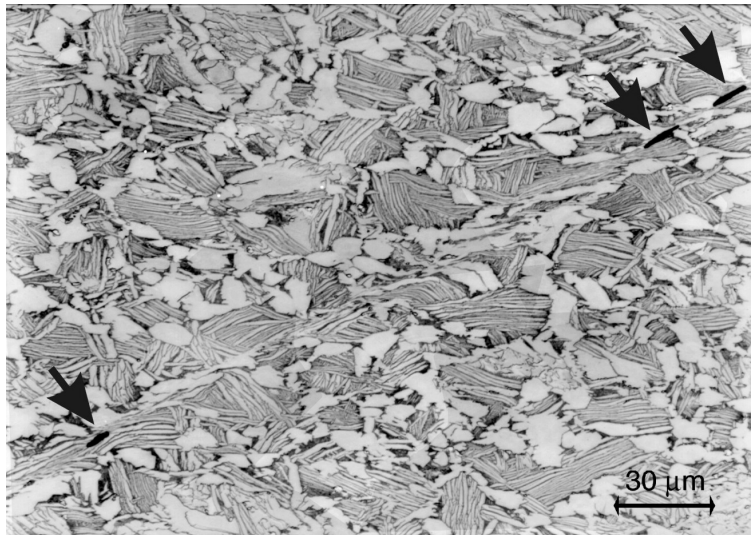


Bild 5.44: Scherband mit Porenbildung und Zusammenschluß von Poren.

In Richtung der Ecken der Probe konnten sich verzweigende Scherbänder beobachtet werden, Bild 5.43 und 5.45, was mit Beobachtungen von Grebe [93] an ballistisch verformtem Ti-6Al-4V und Beobachtungen von Meyer [172] an hochfesten thermomechanisch behandelten Stählen bei dynamischen Stauchbelastungen überein stimmt.

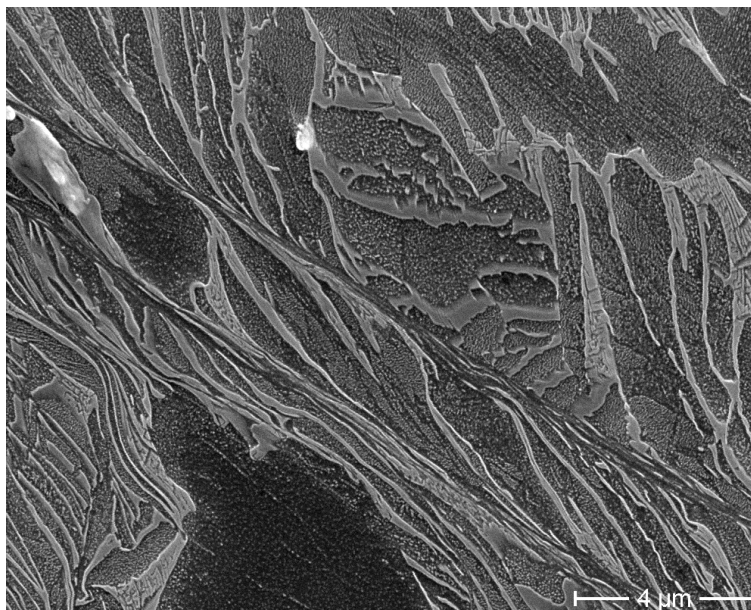


Bild 5.45: Sich verzweigender adiabatischer Scherstreifen. REM-Aufnahme.

In Druck-/Scher-Proben aus Versuchen bei Raumtemperatur wurden Scherbänder beobachtet, welche eine Breite von nur ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ aufweisen.

Mit zunehmender Prüftemperatur steigt die Breite der Scherzonen an. So wurden an den bei $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ geprüften Proben im Hauptscherband Scherzonenbreiten von $20\text{ }\mu\text{m}$ gemessen, Bild 5.46.

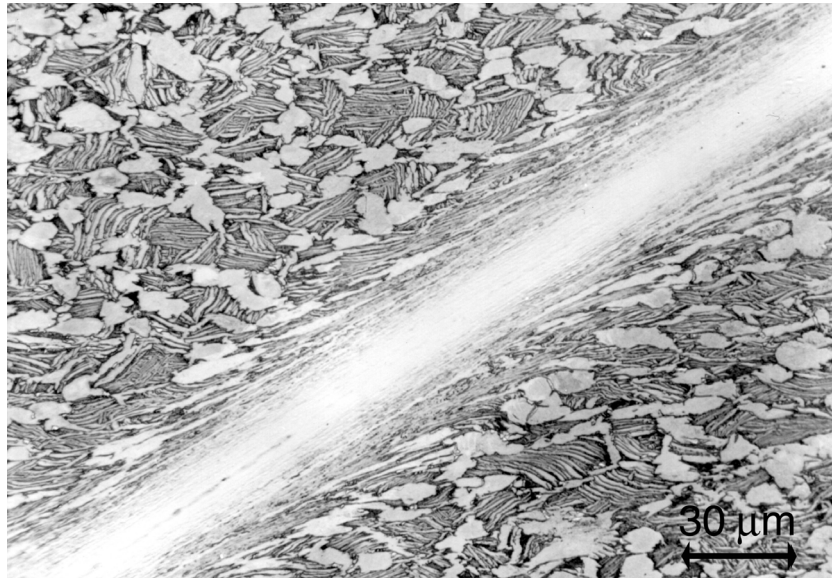


Bild 5.46: Verbreitertes Scherband eines gestoppten Scherversuches bei $150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Weiterhin sind die Übergänge zum unverformten Grundwerkstoff in dem bei Raumtemperatur durchgeführten Versuch schärfer als bei einer Temperatur von $150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Diese im Vergleich zu Experimenten bei Raumtemperatur beobachtete größere Breite in der Scherlokalisierung stimmt mit dem in Abschnitt 5.1.2 gemessenen Versagensprozeß unter dynamischer Druckbelastung überein. Mit steigender Prüftemperatur werden nach dem Erreichen der maximalen Druckspannung bis zum endgültigen makroskopischen Versagen größere axiale Verformungen gemessen.

Weiterhin wurde die Mikrostruktur des unverformten und dynamisch verformten Werkstoffes im Transmissionselektronenmikroskop untersucht.

Bild 5.47 und Bild 5.48 zeigen zunächst die Mikrostruktur des unverformten Werkstoffes. In der hexagonalen α -Phase sind sowohl im globularen Korn als auch in der Lamellenanordnung wenige Versetzungen sichtbar.

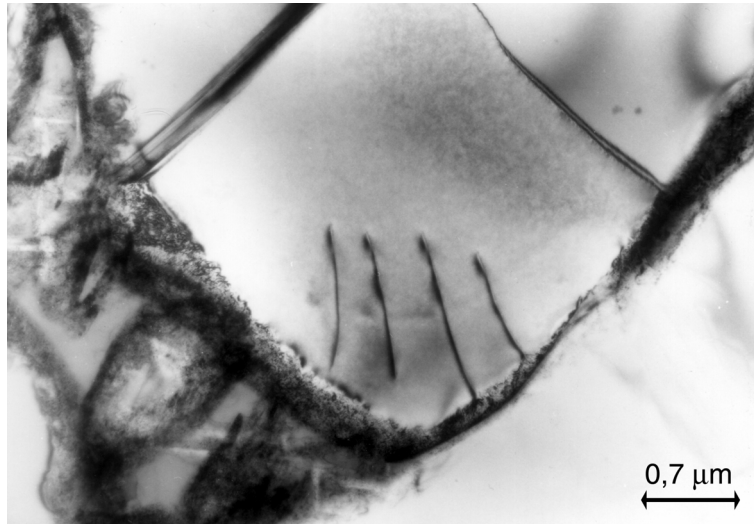


Bild 5.47: TEM-Aufnahme des unverformten Gefüges mit Versetzungen im globularen primären α -Korn.

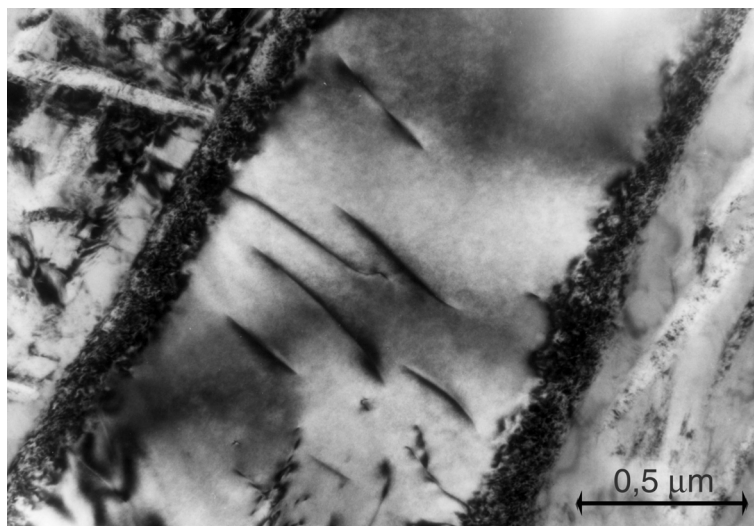


Bild 5.48: TEM-Aufnahme des unverformten Gefüges mit Versetzungen in der Lamellenstruktur der α -Phase.

Eine Erhöhung der Dehngeschwindigkeit bewirkt, genau wie die Absenkung der Temperatur, eine Änderung in der Versetzungsstruktur. Bei höheren Dehngeschwindigkeiten ist das Quergleiten von Versetzungen

durch die reduzierte thermische Aktivierung, welche die Versetzungsbe-
wegung unterstützt, schwieriger, und es treten planare Gleitstrukturen
auf [173]. Krz. Metalle weisen weiterhin bei tiefen Temperaturen auf
Grund der sehr hohen Peierlsbarriere ein verringertes Quergleiten auf.
Bei gleichem Verformungsgrad betrachtet, führen Verformungen bei
höheren Dehngeschwindigkeiten zu gleichförmigeren Versetzungsvertei-
lungen, die Zellbildung wird behindert, die Zellgröße verkleinert und die
Fehlorientierung erhöht sich [33].

In krz. und hex. Metallen und Legierungen tritt dazu noch mechanische
Zwillingsbildung bei geringen Umformtemperaturen und / oder erhöhten
Dehngeschwindigkeiten auf.

Die eigenen Untersuchungen des dynamisch verformten Werkstoffes im
Transmissionselektronenmikroskop erbrachte bei relativ geringen Ver-
größerungen der Scherzone ähnliche Merkmale wie Untersuchungen im
Lichtmikroskop (Bild 5.43) mit stark ausgeprägten Verbiegungen der
($\alpha + \beta$)-Lamellen in Scherrichtung, Bild 5.49.



Bild 5.49: TEM-Aufnahme der Scherzone mit verformten Lamellen und Zwillingen (ZW) in der α -Phase.

Weiterhin wurden in unmittelbarer Nähe zur Scherzone in der hexa-
gonalen α -Phase mechanische Zwillingsbildung beobachtet, Bild 5.49.
Die Versetzungsdichte ist im Vergleich zum Ausgangszustand deutlich
erhöht. Neben Versetzungsknäulen und planaren Anordnungen von
Versetzungen werden in den Zwillingslamellen Einzelversetzungen
beobachtet, Bild 5.50.

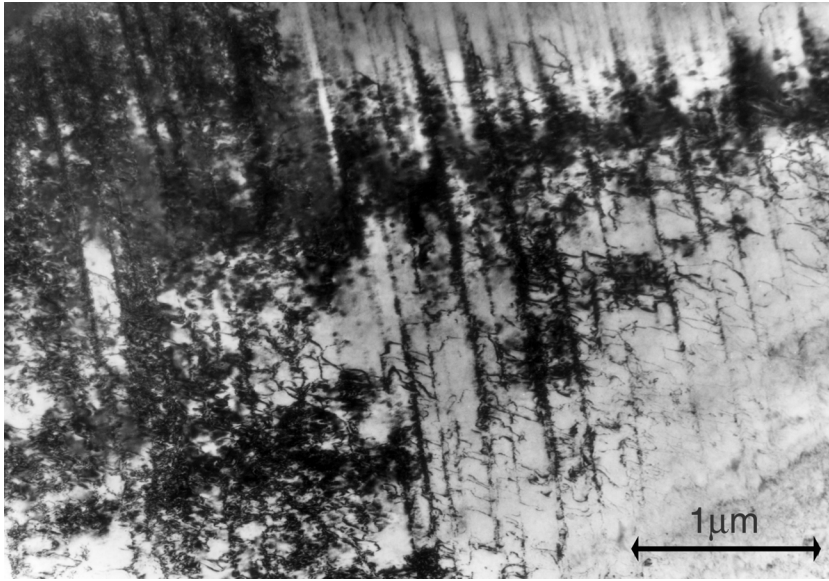


Bild 5.50: TEM-Aufnahme nahe der Scherzone mit Versetzungsknäulen und mechanischer Zwillingsbildung.

Die Ergebnisse der eigenen Untersuchungen der bei Raumtemperatur als Prüftemperatur schlagdynamisch verformten Titanlegierung stimmen gut mit denen der Untersuchungen von Gray [42] und Grebe [93] an Ti-6Al-4V und von Chichili [40] an α -Titan überein.

Gray untersuchte darüberhinaus die Mikrostruktur von quasistatisch verformtem Ti-6Al-4V bei 200 °C. Er fand mit steigender Temperatur einen Wechsel der Versetzungsstruktur von planarem zu weniger planarem Gleiten und keine Zwillingsbildung. Durch die Temperaturerhöhung ist die erforderliche Spannung für Versetzungsbewegung für die verschiedenen Gleitebenen ähnlich hoch und das Quergleiten der Versetzungen wird erleichtert. Dadurch werden mehr zufällige Versetzungsanordnungen beobachtet und die Abwesenheit der Zwillinge bei erhöhten Temperaturen erklärt.

Chichili [40] untersuchte die Mikrostruktur in und nahe der Scherzone von α -Titan. Er beobachtete ebenfalls außerhalb des Scherbandes Zwillinge und fand weiterhin im Band, wo die Verformung, Dehngeschwindigkeit und die Temperatur am höchsten waren, keine Hinweise auf Zwillinge.

Die in Untersuchungen von Meyers [79] und Chichili [40] an Titan und von Grebe [93] an Ti-6Al-4V gefundenen rekristallisierten Strukturen in den Scherbändern konnten in den eigenen Untersuchungen an Ti-6-22-22S nicht gefunden werden. Gründe könnten in den unterschied-

lich hohen Verformungen oder in den Belastungsbedingungen, d.h. wirkenden Spannungsverhältnissen, liegen. So untersuchte Meyers die Mikrostruktur hochverformter adiabatischer Scherbänder aus dynamischen Scherversuchen mit Hutproben. Grebe untersuchte Scherbänder beschossener Platten.

In beiden Fällen ist eine zur dynamischen Rekristallisation erforderliche Temperaturerhöhung beim Abscherprozeß durch sehr hohe lokale Verformungen möglich. Grebe [93] gibt z.B. Scherverformungen von 15 an. In den hier gezeigten Aufnahmen wurde hingegen die Mikrostruktur unmittelbar nach dem Einsetzen der Instabilität, d.h. nach dem Überschreiten des Maximums der technischen Druckspannung [Ort (3) in Bild 5.42], untersucht. Die dabei bereits in diesem Stadium der Verformung auftretende Porenbildung und der Zusammenschluß von Hohlräumen wird auf die Wirkung lokaler Zugspannungen während der Verformung im Druck-/Scher-Versuch zurückgeführt. Durch das "rechtzeitige" Stoppen wird eine weitere Scherverformung des Werkstoffes bis zu hohen lokalen Scherungen mit der für Rekristallisationsvorgänge notwendigen deutlichen Temperaturerhöhung verhindert. Das könnte erklären, warum im Vergleich mit anderen Untersuchungen keine rekristallisierten Körner beobachtet wurden.

5.4 Beschreibung der Fließgrenze unter einachsiger Beanspruchung mit dem Modell der thermischen Aktivierung

Die bei unterschiedlichen Temperaturen und Dehngeschwindigkeiten gemessenen Fließspannungen und eigene Mikrostrukturuntersuchungen dienen nun, zusammen mit Untersuchungen aus dem Schrifttum an Ti-6Al-4V [42] in ähnlicher Gefügeausbildung wie der Untersuchungswerkstoff und polykristallinem α -Titan [40], der Interpretation und Modellierung des Fließverhaltens. Der Vergleich mit Ti-6Al-4V erscheint gerechtfertigt, da sich beide Legierungen in der Gefügezusammensetzung gleichen und auch im Fließspannungsverhalten sehr ähnliche Abhängigkeiten von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit aufweisen.

In Bild 5.51 ist die Abhängigkeit der Fließspannung bei 0,2 % bzw. 2 % Verformung von der Prüftemperatur und der Dehngeschwindigkeit dargestellt. Mit abnehmender Temperatur und zunehmender Dehngeschwindigkeit steigen die Fließgrenzen an.

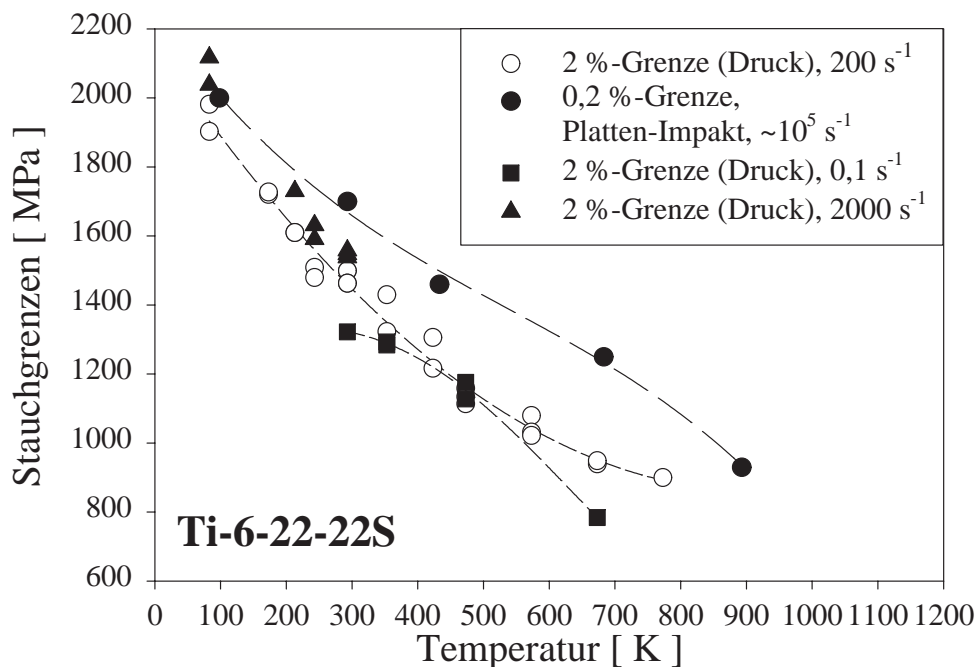


Bild 5.51: Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung.

Eine Extrapolation der Kurven zu tieferen Temperaturen deutet einen gemeinsamen Schnittpunkt bei 0 K an. Dort müssen die Hindernisse für die Versetzungsbewegung ohne die Hilfe der thermischen Aktivierung allein durch die von außen aufgebrachte Spannung $\sigma_G + \sigma_0^*$ (vgl. mit Bild 2.1) überwunden werden.

Der thermische Anteil wird von den Wechselwirkungen zwischen Versetzungen untereinander, mit interstitiellen Atomen sowie gelösten Atomen, in diesem Werkstoff hauptsächlich Aluminium im α -Korn [42], beeinflußt.

Bei erhöhten Temperaturen zeichnet sich ein Grenzwert für die Fließspannung ab. Die Temperatur, oberhalb der die Fließspannung nur noch aus dem athermischen Anteil σ_G besteht, wird mit zunehmender Dehngeschwindigkeit zu höheren Temperaturen verschoben. Dieser athermische Anteil wird von weitreichenden Hindernissen, z.B. Korngrenzen, aber möglicherweise auch durch die als Hindernisse für die Versetzungsbewegung wirkende β -Phase und mögliche Ausscheidungen, bestimmt [42].

Im Bereich hoher Temperatur deutet sich erneut ein Abfall der Fließspannungen an. Dieses Verhalten ist ebenfalls von der Dehngeschwindigkeit abhängig und wird auf die aufgrund der erhöhten Diffusionsgeschwindigkeit einsetzende dynamische Erholung zurückgeführt [174].

Unter der Voraussetzung, daß die plastische Verformung von Metallen auf einem thermisch aktivierbaren Prozeß basiert, welcher die Versetzungsbewegung durch das mit kurzreichenden Hindernissen behaftete Gitter bestimmt, kann die mittlere plastische Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{pl}$ durch eine Arrhenius-Gleichung beschrieben werden, Gleichung 5.19.

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = \dot{\varepsilon}_0 \cdot \exp - (\Delta G(\sigma)/kT) \quad (5.19)$$

$\Delta G(\sigma)$ ist die spannungsabhängige Aktivierungsenergie, k die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und $\dot{\varepsilon}_0$ ist eine, die Versetzungsstruktur charakterisierende, Materialkonstante [20].

In Bild 5.52 und 5.53 sind für Ti-6-22-22S und polykristallines Titan die wahre Fließspannung bei 2 % Verformung aus Druckversuchen in Abhängigkeit von der spannungsabhängigen Aktivierungsenergie $\Delta G(\sigma) = kT \ln \dot{\varepsilon}_0 / \dot{\varepsilon}_{pl}$ aufgetragen. Alle Meßwerte, welche in einem weiten Bereich der Temperatur ($-196^\circ \text{C} \leq T \leq 150^\circ \text{C}$) und der Dehngeschwindigkeit ($10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\varepsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$) gemessen wurden, liegen in einem gemeinsamen engen Streuband.

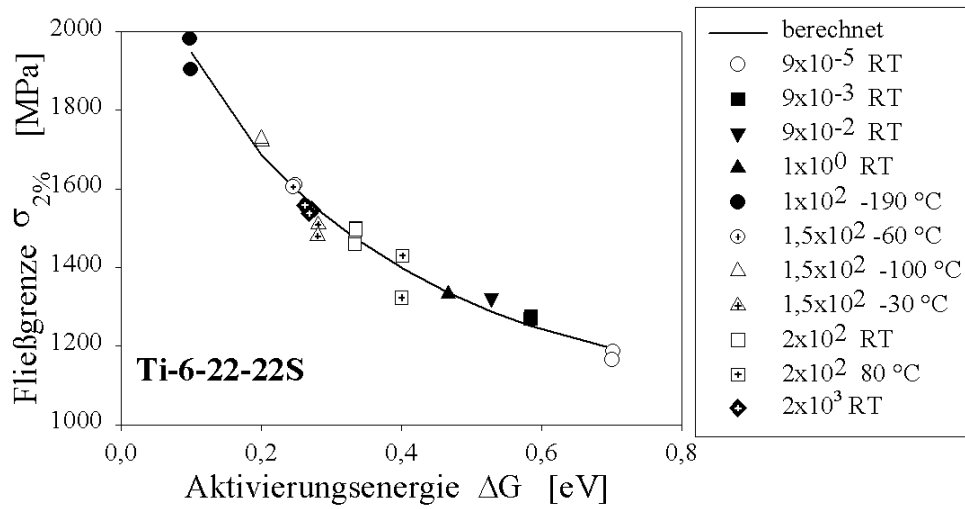


Bild 5.52: Wahre Spannung bei 2 % plastischer Stauchung von Ti-6-22-22S in Abhängigkeit von der Aktivierungsenergie ΔG bei verschiedenen Temperaturen und Dehngeschwindigkeiten.

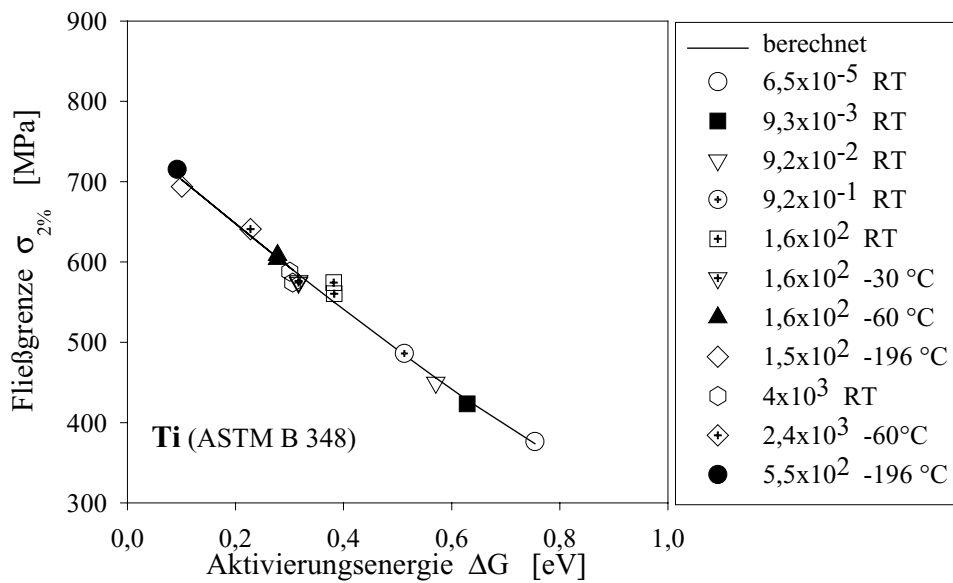


Bild 5.53: Wahre Spannung bei 2 % plastischer Stauchung als Funktion der Aktivierungsenergie ΔG für polykristallines Titan.

Sowohl für die Titanlegierung als auch für polykristallines Titan kann die Fließgrenze bei 2 % plastischer Stauchung mit der Gleichung 5.20 in Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit mit dem Modell der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung beschrieben werden.

$$\sigma = \sigma_G + \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta G_0} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right)^n \right]^m \quad (5.20)$$

Die in den Bildern 5.52 und 5.53 eingezeichneten Kurven, wurden für die jeweiligen Werkstoffe nach Gleichung 5.20 berechnet. Die für die jeweiligen Werkstoffe gültigen Parameter sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Tabelle 5.3: Parameter der konstitutiven Gleichung 5.20 zur Beschreibung der Stauchgrenze bei 0,2 % und 2 % Stauchung für Ti-6-22-22S und Ti ASTM B 348, Grade 2.

	Ti-6-22-22S 0,2 %	Ti-6-22-22S 2 %	Ti, ASTM B 348, Grade 2, 2 %
$k \text{ (eV K}^{-1}\text{)}$	$8,63 \cdot 10^{-5}$	$8,63 \cdot 10^{-5}$	$8,63 \cdot 10^{-5}$
$\sigma_G \text{ (MPa)}$	1045	1169	373
$\sigma_0^* \text{ (MPa)}$	1408	1742	388
$\Delta G_0 \text{ (eV)}$	0,8	0,8	0,755
$\dot{\epsilon}_0$	10^8	10^8	$5,8 \cdot 10^8$
n	0,623	0,4	0,97
m	1,68	1,44	1,08

Der athermische Spannungsanteil σ_G und der thermisch aktivierbare Spannungsanteil σ_0^* bei 0 K wurden extrapoliert, die Exponenten n und m angenähert. Die Aktivierungsenergie ΔG_0 , welche sich durch das Einmünden des thermischen Anteiles der Spannung in den athermischen Anteil errechnet, wurde für Ti-6-22-22S mit 0,8 eV und für Ti mit 0,755 eV bestimmt.

Um die Gültigkeit des Modelles der thermischen Aktivierung für erhöhte Temperaturen und sehr hohe Dehngeschwindigkeiten von bis zu 10^5 s^{-1} zu überprüfen, wurden zunächst die 0,2 %-Stauchgrenzen aus den Druckversuchen unter einachsiger Spannung bis zu Dehngeschwindigkeiten von 2000 s^{-1} und die 0,2 %-Stauchgrenzen aus dem Platten-Impakt bei Raumtemperatur und -175°C gegenüber der Aktivierungsenergie aufgetragen, Bild 5.54. Ähnlich wie für die Fließgrenzen bei 2 % Stauchung ergibt sich auch für die 0,2 %-Stauchgrenze ein enges Streuband.

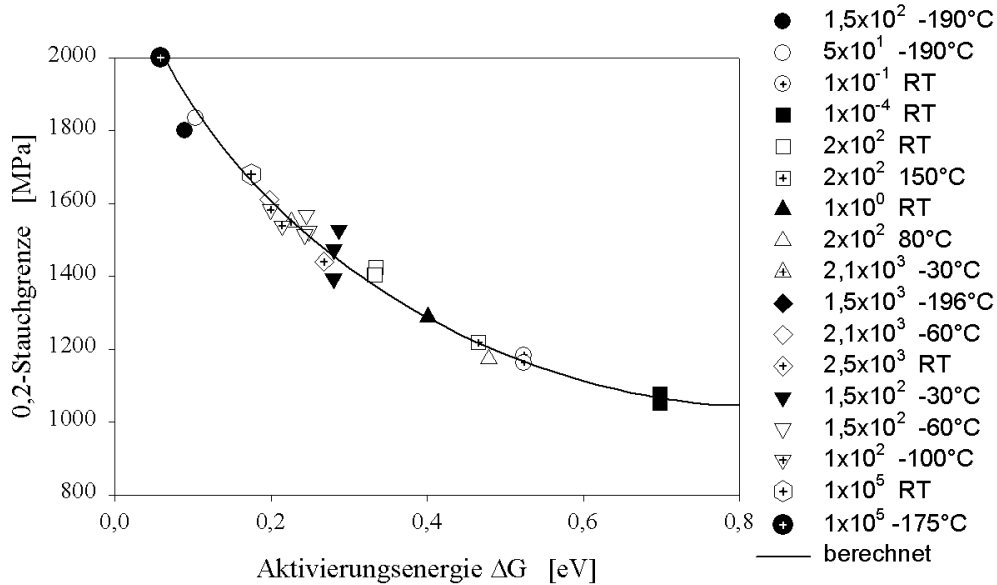


Bild 5.54: Spannung bei 0,2 % plastischer Stauchung als Funktion der Aktivierungsenergie für Ti-6-22-22S.

Wie bereits ausgeführt, wird bei Dehngeschwindigkeiten oberhalb von 10^3 s^{-1} bis 10^4 s^{-1} angenommen, daß die Versetzungsbewegung nicht mehr allein von der thermischen Aktivierung der Überwindung von kurzreichenden Hindernissen bestimmt wird, sondern Wechselwirkungen zwischen beweglichen Versetzungen, Phononen und Elektronen an Bedeutung gewinnen. Bei Annahme, daß nur Dämpfungseffekte wirken und ein idealer Kristall vorliegt, ergibt sich die Dehngeschwindigkeit für eine konstante Dichte beweglicher Versetzungen ϱ_m und eine proportionale Abhängigkeit zwischen $\dot{\epsilon}$ und σ dann nach [175] aus Gleichung 5.21.

$$\dot{\epsilon} = \frac{b^2}{M_T^2} \frac{\varrho_m}{B} \sigma \quad (5.21)$$

B ist die Dämpfungskonstante, b der Burgersvektor und M_T der Taylorfaktor. B liegt für viele Materialien in einer Größenordnung von 10^{-4} N s/m^2 [17].

Im Fall reiner Dämpfung ist die resultierende Spannung σ größer als die Spannung, welche sich aus dem Modell der thermischen Aktivierung ergibt, $\sigma > \sigma_0^* + \sigma_G$. Im Übergangsbereich von der thermischen Aktivierung der Versetzungsbewegung hin zu reiner Dämpfung ist die Fließspannung groß genug, aber dennoch gilt $\sigma < \sigma_0^* + \sigma_G$ [175]. Die Versetzungen bewegen sich diskontinuierlich durch das Gitter mit Wartezeiten t_w vor den kurzreichenden Hindernissen, bis thermische Aktivierung stattfindet. Aufgrund der sehr hohen Dehngeschwindigkeit sind diese Wartezeiten gering. Durch die Dämpfung werden die Laufzeiten der Versetzungen t_r erhöht, so daß die Wartezeit und Laufzeit in gleiche Größenordnungen kommen, [37] und [175].

Die Beschreibung der Abhängigkeit der Fließspannung von der Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ ist möglich, wenn die Gleichungen 5.22 und 5.23 gültig sind. Es ergibt sich nach [17] und [175] Gleichung 5.24, die numerisch zu lösen ist.

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{M_T} \varrho_m b \frac{l^*}{t_r + t_w} \quad (5.22)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\epsilon}_0}{\nu_0(t_r + t_w)} \quad (5.23)$$

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} = \left[\frac{M_T B l^* \nu_0}{\sigma b} + \exp \left[\frac{\Delta G_0}{kT} \left[1 - \left[\frac{\sigma - \sigma_G}{\sigma_0^*} \right]^{\frac{1}{m}} \right]^{\frac{1}{n}} \right] \right]^{-1} \quad (5.24)$$

Eine Abschätzung des Verlaufes der Fließspannung bei 0,2 % plastischer Stauchung bei hohen Dehngeschwindigkeiten mit Berücksichtigung der Dämpfungseffekte nach Gleichung 5.24, berechnet mit dem mittleren Hindernisabstand $l^* = 10^{-7} \text{ m}$, $M_T = 4,25$, $B = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ N s/m}^2$, Frequenzfaktor $\nu_0 = 8,75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ und $b = 2,95 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ und den Konstanten aus Tabelle 5.3 zeigt Bild 5.55.

Besonders großen Einfluß auf den Wert der Dehngeschwindigkeit, ab dem Dämpfungseffekte auftreten, besitzt der mittlere Hindernisabstand l^* [17]. Nach der in Bild 5.55 gezeigten Modellierung dominieren ab Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 10^4 \text{ s}^{-1}$ Dämpfungseffekte. Die Überlagerung des durch die thermisch aktivierte Versetzungsbewegung beschriebenen Verlaufes der Fließspannung durch die Dämpfung führt zu einem ausgeprägten Anstieg bei weiter steigender Dehngeschwindigkeit. Bei noch höheren Dehngeschwindigkeiten würde das Verformungsverhalten dann nur noch durch dämpfungskontrollierte Mechanismen bestimmt.

Die eigenen Untersuchungen (Bild 5.54 und 5.55) zeigen jedoch, daß für Ti-6-22-22S zumindest bis zu Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ keine derartigen Zuwächse der Fließspannung, welche einen Hinweis auf Dämpfungseffekte geben, gemessen wurden. Die Fließspannung bei Raumtemperatur als Prüftemperatur kann vielmehr bis zu Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ allein mit thermisch aktivierten Bewegungen von Versetzungen beschrieben werden.

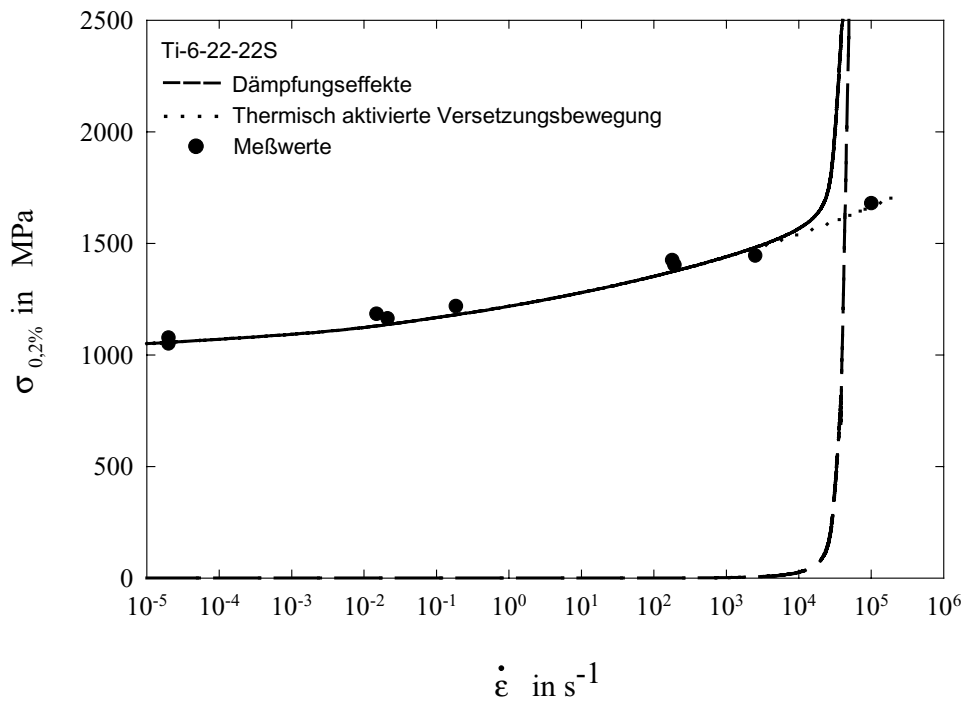


Bild 5.55: Spannung bei 0,2 % plastischer Stauchung in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit für Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur.

Die unter den in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Randbedingungen aus dem Platten-Impakt im gesamten Bereich der Prüftemperatur ($-175 \text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $620 \text{ }^{\circ}\text{C}$) ermittelten dynamischen Fließgrenzen bei 0,2 % plastischer Verformung $Y_{0.2}$ wurden nun ebenfalls über der Aktivierungsenergie aufgetragen und mit den Fließgrenzen aus einachsigen Druckversuchen verglichen. Da allgemein, insbesondere bei hohen Dehngeschwindigkeiten, aber auch bei hohen Temperaturen die Bestimmung der 0,2 %-Grenze erschwert ist, wurde der aus den Druckversuchen ermittelte Zuwachs der Spannung zwischen 0,2 % und 2 %-Grenze von $\Delta\sigma = 120 \text{ MPa}$ (vgl. Bild 5.40) auf die Experimente des Platten-Impakt übertragen und so auf die 2 %-Grenze bei $\dot{\epsilon} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ extrapoliert.

Bild 5.56 zeigt, daß sich die Abhängigkeit der 2 %-Stauchgrenze in einem weiten Bereich der Temperatur und Dehngeschwindigkeiten für die Legierung Ti-6-22-22S auch bei Dehngeschwindigkeiten von 10^5 s^{-1} nach dem Modell des thermisch aktivierten Fließens mit Hilfe der von der Spannung abhängigen Aktivierungsenergie $\Delta G(\sigma) = kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}_{pl}$ beschreiben läßt.

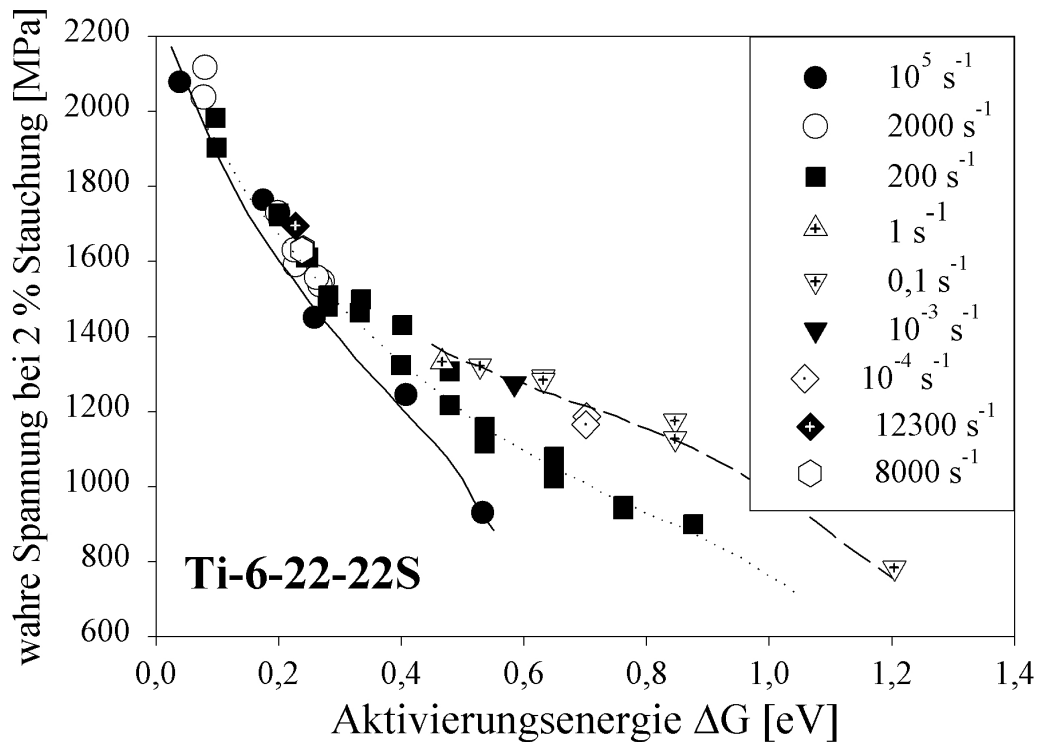


Bild 5.56: Wahre Spannung von Ti-6-22-22S bei 2 % plastischer Stauchung in Abhängigkeit von der Aktivierungsenergie bei verschiedenen Dehngeschwindigkeiten.

Für höhere Temperaturen und niedrigere Dehngeschwindigkeiten kann die Fließspannung jedoch nicht mehr mit einem einheitlichen Kurvenzug beschrieben werden. Als Ursache, ohne daß dazu eigene Untersuchungen für diesen Werkstoff vorliegen, werden dynamische Erholungseffekte vermutet. Aufgrund der mit steigender Temperatur erhöhten Diffusionsgeschwindigkeit treten diese Effekte auf, indem es zum Klettern von Stufenversetzungen bzw. von Versetzungen mit Stufenanteil kommt. Als Folge vernichten sich ungleichnamige Versetzungen durch spannungsinduziertes Klettern. Durch Polygonisation gleichnamiger Versetzungen kommt es zum Aufbau einer charakteristischen Versetzungszellstruktur mit Subkorncharakter [174].

Zur Verdeutlichung dieser Vorgänge ist der Verlauf der wahren Spannung bei 2 % plastischer Stauchung in Abhängigkeit von der Temperatur in Bild 5.57 dargestellt. Genau wie bereits aus Bild 5.51 ersichtlich, fallen die Fließgrenzen mit zunehmender Prüftemperatur ab und münden, für Dehngeschwindigkeiten von 200 s^{-1} im Temperaturbereich von etwa ($50 \text{ °C} \leq T \leq 100 \text{ °C}$) in ein Plateau, welches den athermischen Anteil kennzeichnet. Durch Steigerung der Dehngeschwindigkeit wird der Beginn des athermischen Anteils zu höheren Temperaturen verschoben. Zur Bestimmung des Beginns des athermischen Anteils der Fließspannung bei den höchsten Dehngeschwindigkeiten von 10^5 s^{-1} ist zu beachten, daß die Bestimmung des Wertes der Fließgrenze stark von der Temperaturabhängigkeit des E-Modules abhängig ist [157] und daher besonders die Werte bei 410 und 620 °C mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind.

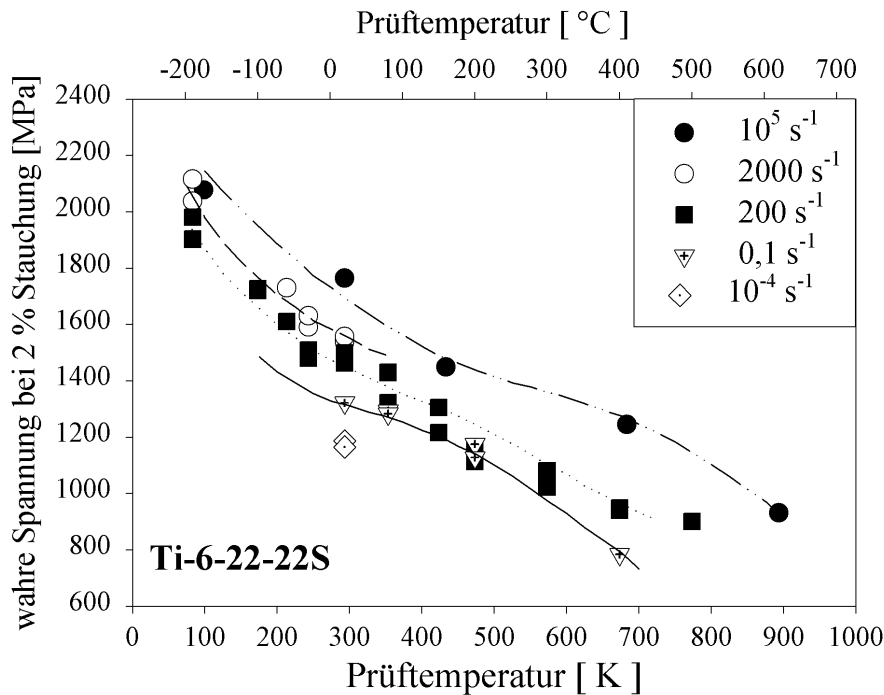


Bild 5.57: Wahre Spannung von Ti-6-22-22S bei 2 % plastischer Stauchung in Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen Dehngeschwindigkeiten.

Insgesamt läßt sich aber feststellen, daß bis zu höchsten Dehngeschwindigkeiten von 10^5 s^{-1} und Temperaturen von -175 °C bis etwa 160 °C der Vorgang der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung das Fließverhalten der Titanlegierung dominiert. Durch Versuche bei noch höheren Dehngeschwindigkeiten und verschiedenen Prüftemperaturen könnte geklärt werden, wann Dämpfungseffekte auftreten bzw. anfangen zu überwiegen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Einfluß der Dehngeschwindigkeit, der Temperatur und des wirkenden Spannungsverhältnisses auf das Festigkeits-, Verformungs- und Versagensverhalten der $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierung Ti-6-22-22S mit bimodalem Gefüge untersucht.

Zuerst wurde das Werkstoffverhalten in einem weiten Bereich der Dehngeschwindigkeit untersucht. Dazu wurden überwiegend einsinnige Druckversuche bei unterschiedlichen Temperaturen im Dehngeschwindigkeitsbereich von 10^{-4} s^{-1} bis 10^4 s^{-1} durchgeführt. Es wurde gefunden, daß die Fließgrenzen mit zunehmender Dehngeschwindigkeit und abnehmender Temperatur ansteigen. Temperatur und Dehngeschwindigkeit haben eine gegensätzliche Wirkung auf die Verformungsfähigkeit. Mit zunehmender Temperatur und abnehmender Dehngeschwindigkeit verbessert sich das Verformungsvermögen.

Ziel der Arbeit war es, bis zu Dehngeschwindigkeiten von zunächst 10^4 s^{-1} das Festigkeits- und Verformungsverhalten unter einachsigen Spannungsverhältnissen zu bestimmen.

Durch am High Energy Density Research Center in Moskau bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführte Platten-Impakt-Experimente wurde das Werkstoffverhalten unter Stoßwellenbelastung untersucht. Die longitudinalen Stoßwellen erzeugen bei Wirkung eines dreiachsigen Spannungszustandes einen einachsigen Formänderungszustand in Wellenausbreitungsrichtung. Durch Überführung der im Platten-Impakt gemessenen Wellenprofile in das Spannungs-Verformungs-Verhalten des einachsigen Spannungszustandes wurde ein Vergleich der Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Fließgrenze bis zu Dehngeschwindigkeiten von 10^5 s^{-1} möglich. Die Ergebnisse unter einachsiger Spannung und unter einachsiger Formänderung zeigen, daß sich die Fließgrenze im untersuchten Bereich der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit kontinuierlich ändert.

Weiterhin wurde ermittelt, in welchem Umfang bei diesen Dehngeschwindigkeiten und Temperaturen thermisch aktivierte Versetzungsbewegungen das Fließen beeinflussen. Es zeigte sich, daß sich die Fließgrenze vollständig auf der Grundlage, daß die thermische Aktivierung die Versetzungsbewegung dominiert, mit der konstitutiven Gleichung 6.1 beschreiben läßt.

$$\sigma = \sigma_G + \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta G_0} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right)^n \right]^m \quad (6.1)$$

Das Auftreten dämpfungs kontrollierter Verformungsprozesse bei sehr hohen Dehngeschwindigkeiten von bis zu $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$ wurde dagegen für Ti-6-22-22S experimentell nicht nachgewiesen.

Damit konnte für die Titanlegierung Ti-6-22-22S die Gültigkeit dieses Modelles um eineinhalb Dekaden der Dehngeschwindigkeit, von 10^3 s^{-1} bis 10^4 s^{-1} auf 10^5 s^{-1} erweitert werden. Mit der gelungenen Ausdehnung des meßtechnisch beherrschbaren Dehngeschwindigkeitsbereiches zur Quantifizierung von Stauchfließgrenzen bis 10^5 s^{-1} und Temperaturen von $175 \text{ °C} \leq T \leq 620 \text{ °C}$ ist nach fast zwei Jahrzehnten ein wichtiger Schritt zur Klärung der Gültigkeit der Hypothese zum Auftreten von Dämpfungseffekten ("phonon drag" bzw. "dislocation drag") geleistet worden. Diese Aussage bezieht sich auf die untersuchte Titanlegierung Ti-6-22-22S. Eine Verallgemeinerung ist bisher nicht zulässig.

Weiterhin wurde das Fließverhalten unter Zug- und Druckbelastung in Abhängigkeit von der Dehngeschwindigkeit für die $(\alpha + \beta)$ -Titanlegierungen Ti-6Al-4V und Ti-6-22-22S bei Raumtemperatur untersucht. Das als Spannungs-Differenz-Effekt bekannte unterschiedliche Fließverhalten unter Zug- und Druckbelastung ist sowohl von der Dehngeschwindigkeit als auch vom Wärmebehandlungszustand abhängig, und es ändert sich mit der Verformung. Metallkundliche Erklärungen für die Ursachen und Steuerungsmechanismen des Spannungs-Differenz-Effektes stehen noch aus.

Titanlegierungen sind dafür bekannt, daß sich unter den Bedingungen der Hochgeschwindigkeitsbelastung das Verformungsverhalten verändern kann. Dabei treten sogenannte adiabatische Scherbänder auf. Die makroskopisch aufgebrachte Verformung konzentriert sich bei diesen Deformationsprozessen lokal äußerst stark und führt im Vergleich zur allmählichen Belastung zu einer drastischen Reduktion des Verformungsvermögens des Werkstoffes.

Im Rahmen der Arbeit wurde umfassend untersucht, wie das Versagen des Werkstoffes und die Fließgrenze vom wirkenden Spannungszustand abhängen.

Wie in dynamischen Druck-/Scher-Experimenten gezeigt wurde, verringert sich die Verformungsfähigkeit unter schlagartiger Belastung bereits deutlich, wenn zu Belastungsbeginn zur Druckbelastung zusätzliche Schubspannungen einwirken. Die durch das adiabatische Scheren verminderte Verformungsfähigkeit verkürzt den Bereich der Verformungsverfestigung und reduziert damit ebenfalls die ertragenen Festigkeiten. Das Versagen ist weiterhin von der Prüftemperatur und der Dehngeschwindigkeit abhängig. Durch steigende Temperaturen werden die Verformungsfähigkeiten verbessert, durch zunehmende Dehngeschwindigkeiten wird die Empfindlichkeit zum adiabatischen Scherversagen erhöht. Die Abhängigkeit der Verformungsfähigkeit kann mit einer neu entwickelten Gleichung 6.2 beschrieben werden.

$$\varepsilon_{AS} = \left[A \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{n1} + B \cdot \exp \left(-C \left(\frac{\tau}{\sigma} \right) \right) \cdot \left(1 - D \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \right] \cdot \left(1 + E \left(\frac{T}{T_s} \right)^{m1} \right) \quad (6.2)$$

Diese verknüpft den Einfluß der zur axialen Druckspannung wirkenden Scherspannung bei Belastungsbeginn τ/σ mit der auf die Schmelztemperatur T_s bezogenen Prüftemperatur T und der auf eine Referenzdehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_0$ bezogenen Dehngeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ beim Verformungsvorgang. A , B , C , D , E , $n1$ und $m1$ sind Konstanten.

Damit ist es gelungen, nicht nur qualitative, sondern auch quantitative, experimentell verifizierte Aussagen zur Abhängigkeit der zum adiabatischen Versagen führenden äußeren Einflußgrößen des Spannungszustandes, der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit für die Einbindung in FE-Programme bereitzustellen.

Untersuchungen des schlagdynamisch verformten Gefüges und der sich entwickelten Mikrostruktur im gescherten Werkstoff zeigen planare Versetzungsanordnungen und mechanische Zwillingsbildung in der α -Phase.

Einen dritten Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Untersuchung des schlagdynamischen Scherverhaltens unter überlagerten Druckspannungen. Dazu wurde, durch FE-Rechnungen unterstützt, eine neue Methode entwickelt, bei der gezielt einstellbare Druckbelastungen mit einem hohen hydrostatischen Anteil in der Scherzone einer Scherbelastung überlagert werden.

Weiterhin konnte in FE-Rechnungen gezeigt werden, daß sich dieser eingestellte Spannungszustand bei beginnender Scherverformung kaum verändert. Daher ist ein direkter Bezug von gemessener Fließgrenze zum berechneten hydrostatischen Druck in der Scherzone möglich. Die Ergebnisse an der Titanlegierung belegen weiterhin, daß bei Zunahme des hydrostatischen Druckes das adiabatische Scherversagen früher einsetzt. Dieser Effekt bedarf weiterer Untersuchungen, da an anderen Werkstoffen auch gegenläufige Tendenzen auftraten.

Weiterführende Untersuchungen sollten sich sowohl mit dem Fließspannungs- als auch Versagensverhalten unter den besprochenen komplexen Belastungsbedingungen beschäftigen.

Zunächst ist die Wirksamkeit thermisch aktivierter Vorgänge bei der Versetzungsbewegung zur Beschreibung der Fließgrenze bis zu Dehngeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ und Raumtemperatur als Prüftemperatur für einen Werkstoff bzw. einen Werkstoffzustand direkt nachgewiesen worden.

In weiteren Experimenten bei noch höheren Dehngeschwindigkeiten und unterschiedlichen Temperaturen sollte untersucht werden, wann im Untersuchungswerkstoff Ti-6-22-22S Dämpfungseffekte auftreten.

In einem weiteren Schritt sollte die Gültigkeit des Modelles der thermischen Aktivierung nicht nur für die Fließgrenze, sondern auch für höhere plastische Verformungen überprüft werden. Dazu muß die Erhöhung der Temperatur und die Änderung der Mikrostruktur des Werkstoffes bei dynamischer Belastung Berücksichtigung finden.

Weiterhin sollte das Fließspannungs-Verformungs-Verhalten anderer Werkstoffe durch die Kombination der vorgestellten Versuchstechniken (Split-Hopkinson-Aufbau und Platten-Impakt) untersucht werden, um zu klären, ob auch andere Werkstoffe bis $\dot{\epsilon} = 10^5 \text{ s}^{-1}$ mittels des Modelles der thermischen Aktivierung beschrieben werden können.

In der Arbeit zeigte sich ebenfalls ein deutlicher Einfluß von Temperatur, Dehngeschwindigkeit und Spannungszustand auf das dynamische Scherverhalten.

Die Untersuchungen der Anfälligkeit von Werkstoffen gegenüber dem adiabatischen Scherversagen bei hohen überlagerten Druckbelastungen sollte dadurch weitergeführt werden, indem mit der vorgestellten Versuchstechnik das Festigkeits- und Verformungs-Verhalten bei noch höheren Dehngeschwindigkeiten und verschiedenen Temperaturen gemessen wird. Dies könnte klären, ob die Fließspannungen und ggf. auch das Versagen durch metallkundlich fundierte Modellgesetze beschreibbar sind.

Die entwickelte Untersuchungsmethode könnte weiterhin so abgeändert werden, daß bei Scherbelastung der aufgebaute Druck nicht allmählich abgebaut wird und so auch gesicherte Erkenntnisse zum Verhalten der Festigkeit unter diesen Belastungsbedingungen möglich sind.

Weiterhin sollten die Untersuchungsmethoden auf einphasige Werkstoffe oder auch Werkstoffe mit sich deutlich unterscheidender Festigkeits-Verformungs-Charakteristik ausgedehnt werden. In Kombination mit Mikrostrukturuntersuchungen von bis zu einem bestimmten Verformungsgrad hochdynamisch verformten Werkstoffen werden weitere Erkenntnisse zur Entschlüsselung der Wirkung von Einflußgrößen auf adiabatische Schervorgänge erwartet.

Verzeichnis häufig verwendeter Abkürzungen und Formelzeichen

A	Fläche
A_g	Gleichmaßdehnung
A_3	Bruchdehnung
A_e	Einschnürdehnung
b	Burgersvektor
c_b	Schallgeschwindigkeit bei isotroper Kompression
c_l	longitudinale Schallgeschwindigkeit
c_t	transversale Schallgeschwindigkeit
ε_i	kritische Verformung für thermische Instabilität (Culver-Kriterium)
ε	Dehnung
$\dot{\varepsilon}$	Dehngeschwindigkeit
ε_{el}	elastische Dehnung
F	Kraft
ΔG_0	freie Aktivierungsenthalpie
ΔG	Aktivierungsenergie
h_0	Höhe der Probe
HEL	Hugoniot-Elastic-Limit
hex.	hexagonal
k	Boltzmannkonstante
K	Kompressionsmodul
kfz.	kubisch flächenzentriert
krz.	kubisch raumzentriert
M_T	Taylorfaktor
m	Entfestigungskoeffizient
n	Verfestigungskoeffizient
ν	Poisson-Zahl
p	Druck
Q	Aktivierungsenergie
R	Gaskonstante
s	Weg
T	absolute Temperatur
T_s	Schmelztemperatur
u_{fs}	freie Oberflächengeschwindigkeit
u_p	Partikelgeschwindigkeit
v	mittlere Versetzungsgeschwindigkeit
U_S	Stoßwellengeschwindigkeit

ϱ_m	Dichte der beweglichen Versetzungen
ϱ	Dichte
σ	Spannung
σ_v	Vergleichspannung
σ_h	hydrostatische Spannung
σ^*	thermisch aktivierter Spannungsanteil
τ	Schubspannung
φ	logarithmische Dehnung, Umformgrad
t	Zeit
R_e	Streckgrenze
R_m	Zugfestigkeit
$R_{p0,2}$	0,2 %-Dehngrenze
ν_0	Debyefrequenz
Y_0	dynamische/quasistatische Fließspannung ohne plastische Verformung
Z	Einschnürung

Literaturverzeichnis

- [1] L. W. Meyer. *Werkstoffverhalten hochfester Stähle unter einsinniger dynamischer Belastung*. Dortmund, Dissertation, 1982.
- [2] R. Komanduri; R. H. Brown. On the Mechanics of Chip Segmentation in Machining. *Journal of Engineering for Industry*, 103(2):33–51, 1981.
- [3] R. Komanduri; T. A. Schroeder. On Shear Instability in Machining a Nickel-Iron Base Superalloy. *Journal of Engineering for Industry*, 108:93–100, 1986.
- [4] S. L. Semiatin; G. D. Lahoti; S. I. Oh. *The Occurrence of Shear Bands in Metalworking*. Material Behavior Under High Stress and Ultrahigh Loading Rates, Vol. 29. Eds. J. Mescall, V. Weiss, Plenum Press, New York, London, 1983. 119–159.
- [5] L. S. Magness. *A Phenomenological Investigation of the Behavior of High-Density Materials Under the High Pressure, High Strain Rate Loading Environment of Ballistic Impact*. John Hopkins University, Baltimore, Dissertation, 1992.
- [6] L. S. Magness. High strain rate deformation behaviors of kinetic energy penetrator materials during ballistic impact. *Mechanics of Materials*, 17(2-3):147–154, 1994.
- [7] Y. Meunier; L. Sangoy; G. Pont. *Metallurgical aspects of adiabatic shear phenomenon in armor steels with perforation*. Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials. Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 711–718.
- [8] R. Dornmeier. *The Adiabatic shear phenomenon*. Materials at High Strain Rates. Elsevier Applied Science, London and New York, Ed. T. Z. Blazynski, 1987. 47–70.
- [9] E. Doege; H. Meyer-Nolkemper; I. Saeed. *Fließspannung und Fließkurve - Begriffsbestimmungen, Bedeutung, Anwendung*. Fließkurvenatlas metallischer Werkstoffe. Hanser Verlag, München, Wien, 1986. 15–17.
- [10] W. Schatt. *Einführung in die Werkstoffwissenschaft*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1983.
- [11] M. H. Yoo. Slip, Twinning and Fracture in Hexagonal Close-Packed Metals. *Metallurgical Transactions A*, 12A:409–418, 1981.
- [12] A. Seeger. The Temperature and Strain-Rate Dependence of the Flow Stress of Body-Centred Cubic Metals: A Theory Based on Kink-Kink Interactions — Theorie der Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung kubischraumzentrierter Metalle. *Z. Metallkde.* 72, 6:369–381, 1981.
- [13] A. Seeger; B. Sestak. Gleitung und Verfestigung in kubisch-raumzentrierten Metallen und Legierungen (I - III) — Glide and Work-hardening in bcc Metals and Alloys (I-III) . *Z. Metallkde.* 69, 4, 6, 7:195–202, 355–363, 425–432, 1978.

- [14] A. R. Rosenfield; G. T. Hahn. Numerical description of the ambient low-temperature and high strain rate flow and fracture behavior of plain carbon steel. *Trans. Am. Soc. Metals*, 59:962–980, 1966.
- [15] O. Vöhringer. *Effect of Temperature and Strain Rate on the Deformation Behaviour at Uniaxial Loading of Metallic Materials*. Microstructure and Mechanical Properties of Materials. Eds. E. Tenckhoff, O. Vöhringer, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1991. 41-50.
- [16] E. Macherauch; O. Vöhringer. Das Verhalten metallischer Werkstoffe unter mechanischer Belastung. *Z. Werkstofftechnik*, 9:370–391, 1978.
- [17] F. Burgahn. *Einsinniges Verformungsverhalten und Mikrostruktur ausgewählter Stähle in Abhängigkeit von Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit*. Karlsruhe, Dissertation, 1991.
- [18] P. S. Follansbee. *High-Strain-Rate Deformation of FCC Metals and Alloys*. Metallurgical Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena. Eds. L. E. Murr; K. P. Staudhammer; M. A. Meyers, New York; Marcel Dekker, 1986.
- [19] J. D. Campbell; W. G. Ferguson. *Phil. Mag.*, 21:63, 1970.
- [20] A. Krabiell. *Zum Einfluß von Temperatur und Dehngeschwindigkeit auf die Festigkeits- und Zähigkeitskennwerte von Baustählen mit unterschiedlicher Festigkeit*. RWTH Aachen, Dissertation, 1982.
- [21] L. W. Meyer. *Dynamic tension studies of strength and formability characteristics of a high alloyed steel with respect to thermal activation*. Mech. Prop. High Rates of Strain, Oxford. The Institute of Physics, 1984. 81-88.
- [22] K. Stiebler. *Beitrag zum Fließverhalten der Stähle Ck 35 und X2CrNiMnMoNb21 16 5 3 unter zweiachsiger dynamischer Belastung*. RWTH Aachen, Dissertation, 1989.
- [23] R. Chait. Factors Influencing the Strength Differential of High Strength Steels. *Metallurgical Transactions*, 3:365–371, 1972.
- [24] J. P. Hirth; M. Cohen. On the Strength-Differential Phenomenon in Hardened Steel. *Metallurgical Transactions*, 1:3–8, 1970.
- [25] F. B. Fletcher; M. Cohen; J. P. Hirth. Temperature Dependence of the Strength-Differential Effect in Hardened Steels. *Metallurgical Transactions*, 5:905–908, 1974.
- [26] H. Müller; O. Vöhringer. Zum Zug- und Druckverhalten von Stählen in verschiedenen Wärmebehandlungszuständen. *HTM*, 5(41):340–346, 1986.
- [27] R. Chait. The Strength Differential of Steel and Ti Alloys as Influenced by Test Temperature and Microstructure. *Scripta Metallurgica*, 7:351–354, 1973.
- [28] M. A. W. Lowden; W. B. Hutchinson. Texture Strengthening and Strength Differential in Titanium-6Al-4V. *Metallurgical Transaction A*, 6A:441–448, 1975.
- [29] L.W. Meyer; S. Abdel-Malek. *Strain rate dependence of strength-differential effect in two steels*. J. Phys. IV France, Vol. 10. DYMAT, 2000. Pr9-63 - 68.
- [30] Macherauch E.; O. Vöhringer. Verformungsverhalten gehärteter Stähle. *HTM*, 5, 41:71–91, 1986.

- [31] G. A. Bella. *Evaluation of Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Cr-2Mo Sheet*. RD Report No. 712. RMI Titanium Company, 1990.
- [32] L. E. Murr. *Residual Microstructure - Mechanical Property Relationships in Shock-Loaded Metals and Alloys*. Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals. Eds. Meyers, M. A.; Murr, L. E., Plenum Press, New York and London, 1981. 607-673.
- [33] G. T. Gray III. *Deformation substructures induced by high rate deformation*. Modeling the Deformation of Crystalline Solids. The Minerals, Metals Materials Society, U. S. Department of Energy, 1991. 145-158.
- [34] D. E. Grady. Dissipation in adiabatic shear bands. *Mechanics of Materials*, 17:289-293, 1994.
- [35] M. A. Meyers; E. Ashworth. A model for the effect of grain size on the yield stress of metals. *Philosophical Magazine A*, No. 5, 46:737-759, 1982.
- [36] T. Takeuchi. Dynamic Propagation of Deformation Twins in Iron Single Crystals. *J. Physical Society of Japan*, 21(12):2616-2622, December 1966.
- [37] M. A. Meyers; R. W. Armstrong; H. O. K. Kirchner. *Mechanics and Materials, Fundamental and Linkages*. John Wiley Sons, Inc., 1999.
- [38] G. T. Gray III. *Deformation Twinning of Metals and Alloys*. Encyclopedia of Materials Science and Engineering. Pergamon Press, Oxford, 1990.
- [39] M. Peters; J. Hemptenmacher; J. Kumpfert; C. Leyens. *Titan und Titanlegierungen: Struktur, Gefüge, Eigenschaften*. Titan und Titanlegierungen. Eds. Peters, M.; Leyens, C.; Kumpfert, J., Werkstoff-Informationsgesellschaft mbH, Frankfurt, 1998.
- [40] D. R. Chichili; K. T. Ramesh; K. J. Hemker. The High-Strain-Rate Response of Alpha-Titanium: Experiments, Deformation Mechanisms and Modeling. *Acta mater.*, 3:1025-1043, 1998.
- [41] D. R. Chichili. *High-Strain-Rate Deformation Mechanisms and Adiabatic Shear Localization in Alpha-Titanium*. PhD, Baltimore, Maryland, 1997.
- [42] P. S. Follansbee; G. T. Gray III. An Analysis of the Low Temperature, Low and High Strain-Rate Deformation of Ti-6Al-4V. *Metallurgical Transactions A*, 20A:863-874, 1989.
- [43] J. Harding. *Material Behaviour at High Rates of Strain*. Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials. Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 23-42.
- [44] L. W. Meyer. *Constitutive equations at high strain rates*. Shock wave and high strain rate phenomena in materials. Eds. Meyers, M. A., Murr, L. E., Staudhammer, K. P., Marcel Dekker, New York, 1992. 657-673.
- [45] L. W. Meyer; E. Staskewitsch. Modellgesetze zum Werkstoffverhalten unter hohen Belastungsgeschwindigkeiten. *Werkstofftechnologie im Wandel, DVS-Berichte*, 142:179-185, 1991.
- [46] P. Ludwik. *Elemente der Technologischen Mechanik*. Springer, Berlin, 1909.
- [47] J. H. Hollomon. *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 162:268-290, 1949.

- [48] W. Ramberg; W. R. Osgood. *Tech. Note*, No. 902:1–13, 1943.
- [49] E. Voce. *J. Inst. Metals*, 537, 1948.
- [50] G. B. Olson; J. F. Mescall; M. Azrin. *Adiabatic Deformation and Strain Localization*. Shock Waves and High- Strain-Rate Phenomena in Metals. Eds. Meyers, M. A.; Murr, L. E., Plenum Press, 1981. 221-247.
- [51] G. R. Johnson; W. H. Cook. *A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures*. 7th Symposium on Ballistics. The Hague, 1983. 541-547.
- [52] F. J. Zerilli; R. W. Armstrong. Constitutive Relations for the Plastic Deformation of Metals. *American Institute of Physics*, 1994. 989-992.
- [53] E. Macherauch. *Praktikum in Werkstoffkunde*. Vieweg, Braunschweig, 1990.
- [54] E. El-Magd; W. Paffrath. Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf das Torsionsverhalten von Gußeisen mit Kugelgraphit im Temperaturbereich von 77 bis 293 K — Influence of the rate of loading on the torsional behaviour of spheroidal graphit cast iron between 77 and 293 K. *Gießereiforschung*, 40(3):95–100, 1988.
- [55] E. El Magd; W. Paffrath. Abhängigkeit des Verfestigungsverhaltens von Gußeisen mit Vermiculargraphit (GGV-30) von der Verformungsgeschwindigkeit und der Temperatur. *konstruieren + gießen*, 15(2):33–39, 1990.
- [56] L. W. Meyer. *Mechanical behaviour of some steels under dynamic loading*. Impact loading and dynamic behaviour of materials. Eds. Chiem, C. Y., Kunze, H.-D., Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 331-342.
- [57] U. F. Kocks. *Constitutive Behavior Based on Crystal Plasticity*. in: Unified Constitutive Equations for Creep and Plasticity. Eds. A. K. Miller, Elsevier Applied Science, London, New York, 1987. 1-88.
- [58] R. L. Woodward. The Penetration of Metal Targets which fail by Adiabatic Shear Plugging. *Int. J. Mech. Sci.*, 20:599–607, 1978.
- [59] C. Zener; J. H. Hollomon. Effect of Strain Rate Upon Plastic Flow of Steel. *Journal of Applied Physics*, 15:22–32, 1944.
- [60] E. Brinksmeier. *Einfluß des Werkstoffs auf die Spanbildung bei hohen Schnittgeschwindigkeiten*. Spanen metallischer Werkstoffe mit hohen Geschwindigkeiten. SPP 1057. DFG, Bonn, 1999. 174-185.
- [61] M. S. Burkins; W. W. Love; J. R. Wood. *Effect of Annealing Temperature on the Ballistic Limit Velocity of Ti-6Al-4V ELI*. ARL-MR-359. ARL, Aberdeen Proving Ground, 1997.
- [62] L. W. Meyer; L. Krüger; W. Gooch; M. Burkins. *Analysis of shear band effects in titanium relative to high strain-rate laboratory/ballistic impact test*. International conference on mechanical and physical behaviour of materials under dynamic loading. DYMAT, J. de Physique IV France, Colloque C3, Toledo, 1997. C3-415-422.
- [63] L.S. Magness. *Properties and Performance of KE Penetrator Materials*. Int. Conf. on Tungsten and Refractory Metals. Metal Powder Industries Federation, Eds. A. Bose; R. Dowding, 1992. 15-22.

- [64] L. W. Meyer; L. Krüger; D. Chaiat; C. Weinberger; Z. Rosenberg. Correlation Between Ballistic and Material Behaviour under High Strain Rates. *Chinese Journal of Mechanics Press*, (2nd ISIE'96):160 – 167, 1996.
- [65] L.W. Meyer; L. Krüger; D. Chaiat; C. Weinberger; Z. Rosenberg. *Material Behaviour under High Strain Rate Conditions and Ballistic Performance*. 16th International Symposium on Ballistics. San Francisco, 1996. 771 - 779.
- [66] Y. Bai; B. Dodd. *Adiabatic Shear Localization*. Pergamon Press, 1992.
- [67] H. C. Rogers. Adiabatic plastic deformation. *Ann. Rev. Mater. Sci.*, 1979. 283-311.
- [68] S. P. Timothy. The Structure of Adiabatic Shear Bands in Metals: A Critical Review. *Acta metall.*, 35:301–306, 1987.
- [69] L. W. Meyer; L. Krüger; S. Abdel-Malek. Adiabatische Schervorgänge. Festigkeits- und Verformungsverhalten sowie Versagensablauf. *Materialprüfung*, 41:31–34, 1999.
- [70] M. A. Meyers; V. F. Nesterenko; J. C. LaSalvia; Y. B. Xu; Q. Xue. *Observation and modeling of dynamic recrystallization in high-strain, high-strain rate deformation of metals*. J. Phys. IV France. EDP Sciences, Les Ulis, 2000. Pr9-51-56.
- [71] Y. Bai. Adiabatic shear banding. *Res. Mechanica*, 31:133–203, 1990.
- [72] T. G. Shawki; R. J. Clifton. Shear band formation in thermal viscoplastic materials. *Mechanics of Materials*, 8(8):13–43, 1989.
- [73] E. B. Kula; T. S. DeSisto. Behavior of Materials at Cryogenic Temperatures. *ASTM, STP 387, Philadelphia*, page 3, 1966.
- [74] D. A. Shockey. *Materials Aspects of the Adiabatic Shear Phenomena*. Eds. Murr, L. E.; Staudhammer, K. P.; Meyers, M. A., Marcel Dekker, Basel, New York, 1986. 633-657.
- [75] C. G. Burstow; M. P. B. Laird; K. V. Lovell; M. C. Lovell; A. L. Rodgers; I. J. Stewart. *The Response of 7075-T73 Aluminium Alloy at High Rates of Strain*. Impact loading and dynamic behaviour of materials. Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 557-564.
- [76] Y. Estrin; A. Molinari; S. Mercier. The Role of Rate Effects and of Thermo-mechanical Coupling in Shear. *Journal of Engineering Materials*, 10:322–331, 1997.
- [77] A. R. Shahan; A. K. Taheri. Adiabatic shear bands in titanium and titanium alloys: A critical review. *Materials Design*, 14:243–249, 1993.
- [78] R. C. Batra; C. H. Kim. Effect of thermal conductivity on the initiation, growth and bandwidth of adiabatic shear bands. *International Journal of Engineering Science*, 29(8):949–960, 1991.
- [79] M. A. Meyers; G. Subhash; B. K. Kad; L. Prasad. Evolution of microstructure and shear-band formation in α -hcp titanium. *Mechanics of Materials*, 17:175–193, 1994.

- [80] H. Shisheng; W. Zhigang; L. Yongchi; F. Cunshan. Study of the Dynamic Properties and Microstructure of Pre-Torqued WHA. *Chinese Journal of Mechanics Press*, (2nd ISIE'96):249–254, 1996.
- [81] U. R. de Andrade. *High-Strain, High-Strain-Rate Deformation of Copper*. PhD thesis, University of California, 1993.
- [82] T. Pintat. *Measurements of the work of deformation under shearing at high strain rates*. Impact loading and dynamic behaviour of materials. Eds. Chiem, C. Y., Kunze, H.-D., Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988.
- [83] T. Pintat. *Scherverhalten unlegierter Stähle bei hohen Verformungsgeschwindigkeiten*. Universität Bremen, Dissertation, 1991.
- [84] J. R. Klepaczko. Remarks on impact shearing. *J. Mech. Phys. Solids*, 46(10):2139–2153, 1996.
- [85] J. R. Klepaczko. *Behavior of Ti-6Al-4V alloy at high strain rates, shear testing up to $6 \times 10^4 s^{-1}$ and failure criterion*. DYMAT, Krakow, J. Phys. IV France. EDP Sciences, Les Ulis, 2000. Pr9-191-196.
- [86] J. H. Beatty; M. Azrin. Microstructural influences on shear instability in high strength steel. *Key Engineering Materials*, 84-85:271–280, 1993.
- [87] J. H. Beatty; L. W. Meyer; M. A. Meyers; S. Nemat-Nasser. *Influence of Effective Rate Sensitivity on Adiabatic Shear Instability*. Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials, Eds. Meyers, M. A.; Murr, L. E.; Staudhammer, K. P. Marcel Dekker, 1992. 645-656.
- [88] A. K. Zurek; P. S. Follansbee. A Comparison of Shear Localization Susceptibility in U-0.75 Wt Pct Ti and W-Ni-Fe during High Strain Rate Deformation. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 26:1483–1490, 1995.
- [89] K. H. Hartmann; H.-D. Kunze; L. W. Meyer. *Metallurgical effects on impact loaded materials*. Shock waves and high strain rate phenomena in metals. Eds. Meyers, M. A. und Murr, L. E., Plenum Press, New York, 1981. 325-337.
- [90] L.W. Meyer; L. Krüger. *Shear Testing with Hat-Shaped Specimen*. ASM Handbook, Vol. 8. ASM International, 2000. 451-452.
- [91] T. Pintat; L. W. Meyer; H. Schrader. *Properties of inhomogeneous shear zones in different materials*. Journal de Physique, Tome 46, Coll. C5, 1985.
- [92] C. L. Wittman; M. A. Meyers; H. R. Pak. Observation of an Adiabatic Shear Band in AISI 4340 Steel by High-Voltage Transmission Electron Microscopy. *Metallurgical Transactions A*, 21A:707–716, 1990.
- [93] H. A. Grebe; H. R. Pak; M. A. Meyers. Adiabatic Shear Localization in Titanium and Ti-6Al-4 Pct V Alloy. *Metallurgical Transactions A*, 16A:761–775, 1985.
- [94] R. C. Glenn; W. C. Leslie. The Nature of White Streaks in Impacted Steel Armor Plate. *Metallurgical Transactions*, 2:2945–2947, 1971.
- [95] R. Sandstrom; R. Lagneborg. A Model for Hot Working Occurring by Recrystallization. *Acta Met.*, 23:387, 1975.
- [96] B. Derby; M. F. Ashby. On Dynamic Recrystallization. *Scripta Met.*, 21:879, 1987.

- [97] M. Stelly; R. Dormeal. *Adiabatic Shearing*. Metallurgical Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena. Eds. L. E. Murr; K. P. Staudhammer; M. A. Meyers, Marcel Dekker, New York, Basel, 1986. 607-632.
- [98] R. Dormeal. *Adiabatic shear phenomena*. Impact loading and dynamic behaviour of materials. DGM Informationsgesellschaft mbH, Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., Oberursel, 1988. 43-56.
- [99] M. A. Meyers; H.-R. Pak. Observation of an Adiabatic Shear Band in Titanium by High-Voltage Transmission Electron Microscopy. *Acta Met.*, 34:2493, 1986.
- [100] M. A. Meyers; Y.-J. Chen; F. D. S. Marquis; D. S. Kim. High-Strain, high-strain-rate behavior of tantalum. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 26A:2493–2501, 1995.
- [101] M. A. Meyers; U. R. Andrade; A. H. Chokshi. The effect of grain size on the high-strain, high-strain-rate behavior of copper. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 26A:2881–2893, 1995.
- [102] M. A. Meyers; L. W. Meyer; K. S. Vecchio; U. Andrade. *High Strain, High Strain-Rate Deformation of Copper*. Journal de Physique, Colloque C3. Dymat, 1991. 11-17.
- [103] K. S. Vecchio. *High-strain, high-strain-rate deformation of tantalum and tantalum-tungsten alloys*. Journal de Physique IV, Vol 4. 1994. 301-306.
- [104] R. Clos; U. Schreppel; P. Veit. *Experimental investigation of adiabatic shear band formation in steels*. J. Phys. IV France. EDP Sciences, Les Ulis, 2000. Pr9-257-262.
- [105] R. S. Culver. *Thermal instability strain in dynamic plastic deformation*. Metallurgical Effects at High Strain Rates. Marcel Dekker, 1973. 519-530.
- [106] M. R. Staker. The relation between adiabatic shear instability strain and material properties. *Acta Metallurgica*, 29:683–689, 1981.
- [107] P. W. Bridgmann. Shearing phenomena at high pressure of possible importance for geology. *The Journal of Geology*, XLIV(6):653–669, 1936.
- [108] Th. von Kármán. Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck. *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure*, 55:1749–1757, 1911.
- [109] H. Stenger. Bedeutung des Formänderungsvermögens für die Umformung. *Bänder, Bleche, Rohre*, 8:599–605, 1967.
- [110] D. Pugh. Die Anwendung hydrostatischen Druckes beim Umformen von Metallen. *Industrie-Anzeiger*, 90:1403–1407, 1968.
- [111] R. M. Hop. *Fließspannung von Werkstoffen auf der Basis intermetallischer Verbindungen*. Verlag Stahleisen mbH, Düsseldorf, 1991.
- [112] R. J. Clifton; R. W. Klopp. *Pressure-Shear Plate Impact Testing*. Metals Handbook, Mechanical Testing, Vol. 8. ASM, 1985. 231-237.
- [113] M. Zhou; R. J. Clifton; A. Needleman. *Shear band formation in a W-Ni-Fe alloy under plate impact*. International Conference on Tungsten and Tungsten Alloys - 1992. MPIF, Princeton, NJ, Eds. Bose, A. and Dowding R. J., 1992. 343 - 356.

- [114] M. Zhou; R.J. Clifton; A. Needleman. *Shear bands in pressure-shear plate impact*. 13th Army Symposium of solid mechanics. MPIF, Plymouth, Eds. S.-C. Chou; F. D. Barlett; W. Wright; K. Iyer, 1993. 117 - 135.
- [115] T. Weerasooriya; P. A. Beaulieu. *Deformation and failure behavior of 93W-5Ni-2Fe at different shear strain rate loading*. International Conference on Tungsten and Tungsten Alloys - 1992. MPIF, Princeton, NJ, Eds. Bose, A. and Dowding, R. J., 1992. 317 - 324.
- [116] K. T. Ramesh. On the localization of shearing deformations in tungsten heavy alloys. *Mechanics of materials*, 17:165–173, 1994.
- [117] J. G. Cowie; M. Azrin; G. B. Olson. Microvoid Formation during Shear Deformation of Ultrahigh Strength Steels. *Metallurgical Transactions A*, 20A:143–153, 1989.
- [118] T. J. Walker; M. C. Shaw. *On Deformation At Large Strains*. Proc. 10th Int. Machine Tool Design Res. Conf., Pergamon, Oxford. 1969. 241-252.
- [119] P. W. Bridgmann. *Studies in Large Plastic Flow and Fracture*. Mechanical Behaviour of Materials under Pressure. Camb., MA, 1964. Kapitel 15.
- [120] H. S. Luong. *Discontinuities and Their Effects on Work Material In Chip Formation*. Proc. of Australian Conf. on Manufacturing Engineering. Monash University, Victoria, 1977. 122.
- [121] R. R. Boyer. An overview on the use of titanium in the aerospace industry. *Materials Science and Engineering A*, A213:103–114, 1996.
- [122] M. S. Burkins; J. S. Hansen; J. I. Paige; P. C. Turner. *The Effect of Thermo-mechanical Processing on the Ballistic Limit Velocity of Extra Low Interstitial Titanium Alloy Ti-6Al-4V*. ARL-MR-486. ARL, Aberdeen Proving Ground, 2000.
- [123] Ch. Radhakrishna; J. R. Reddy; K. P. Rao. Gefügeuntersuchungen nach Elektronenstrahlschweißen und Wolfram-Schutzgasschweißen von Ti-6Al-4V. *Prakt. Metallogr.*, 34(4):194–207, 1997.
- [124] B. Wielage; D. Ashoff. Beitrag zur Festigkeitssteigerung von hochtemperaturgelöteten Titanwerkstoffen. *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*, 20:125–132, 1989.
- [125] C. C. Chen. *Processing-Structure-Property Relationship in Commercial Titanium Alloys*. Fifth International Conference on Titanium. DGM, Munich, 1984. 461-468.
- [126] M. Peters; G. Lütjering; G. Ziegler. Control of Microstructures of $(\alpha + \beta)$ -Titanium Alloys. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 27A:3957–3962, 1996.
- [127] U. Zwicker. *Titan und Titanlegierungen*. Reine und angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen, Band 21. Springer-Verlag, 1974.
- [128] G. A. Bella. *Properties of Ti-6Al-2Sn-2Cr-2Mo-2Zr-.23Si*. RD Report No. 720. RMI Titanium Company, 1991.
- [129] J. R. Wood; P. A. Russo; M. F. Welter; E. M. Crist. Thermomechanical processing and heat treatment of Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Cr-2Mo-Si for structural applications. *Materials Science and Engineering*, (243):109–118, 1998.

- [130] J. R. Wood; H. R. Phelps. Effect of silicon on structure and properties of Ti-6Al-2Sn-2Zr-2Cr-2Mo-Si_{0,1} for structural applications. *Microstructure/Property Relationships of Titanium Alloys*, TMS, Warrendale, 1994. 91-98.
- [131] K. Hofmann. Persönliche Mitteilung, WIWEB, Erding.
- [132] W. Kreuzer; F. Hofmann. 1. Zwischenbericht BWB-Forschungsvorhaben Ti-6-22-22.
- [133] L.W. Meyer. Einfluß von Trägheitseffekten auf das Ermitteln von dynamischen Kennwerten. *Maschinenmarkt*, 89:2099–2102, 1983.
- [134] P. S. Follansbee. *The Hopkinson Bar*. Metals Handbook, Mechanical Testing. Metals Park, Ohio, 1985. 198-203.
- [135] U. S. Lindholm. Some Experiments With The Split Hopkinson Pressure Bar. *J. Mech. Phys. Solids*, 12:317–335, 1964.
- [136] L. W. Meyer; E. Staskewitsch; A. Burblies. Adiabatic shear failure under biaxial dynamic compression / shear loading. *Mechanics of Materials*, 17:203–214, 1994.
- [137] L. S. Costin; E. E. Crisman; R. H. Hawley; J. Duffy. *On the localization of plastic flow in mild steel tubes under dynamic torsional loading*. Mechanical properties at high rate of strain. Inst. Phys., London, 1979.
- [138] J. H. Giovanola. *Observation of adiabatic shear banding in simple torsion*. Impact loading and dynamic behaviour of materials. Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 705-710.
- [139] L. W. Meyer; S. Manwaring. *Critical adiabatic shear strength of low alloyed steel under compressive loading*. Metallurgical applications of shock wave and high strain rate phenomena. Eds. Murr, E.; Staudhammer, K. P., Meyers, M. A., Marcel Dekker, New York, 1986. 657-673.
- [140] L.W. Meyer; E. Staskewitsch. *Adiabatic shear failure of Titanium Alloy Ti6Al4V under Biaxial Dynamic Compression/Shear Loading*. 7th World Conference on Titanium. The Minerals, Metals and Materials Society, San Diego, 1992. 1939-1946.
- [141] L. W. Meyer. *Failure under biaxial high rate loading*. 15th Conference on Materials Testing in Metallurgy, 11th Congress on Materials Testing, Vol. II. EURO-MAT, Balatonszeplak, Hungary, 1994. 377-384.
- [142] L. W. Meyer; L. Krüger. *Drop-Weight Compression Shear Testing*. ASM Handbook, Vol. 8. ASM International, 2000. 452-454.
- [143] F. Hofmann. *Finite-Element Simulation einer Versuchsanordnung zur Charakterisierung des Scherversagens bei mehrachsigen Belastungszuständen*. Bericht Nr. 96/V1075/00001. WIWEB, Erding, 2000.
- [144] G. I. Kanel; S. V. Razorenov; A. V. Utkin; V. E. Fortov. *Effekte von Schockwellen in festem Medien (in Russisch)*. Vol. 1 und 2, Moskau, 1996.
- [145] W. Arnold. *Dynamisches Werkstoffverhalten von Armco-Eisen bei Stoßwellenbelastung*. Reihe 5: Grund- und Werkstoffe, Nr. 247. VDI Verlag, Düsseldorf, 1992.
- [146] M. A. Meyers. *Dynamic Behavior of Materials*. John Wiley Sons, Inc., 1994.

- [147] G. I. Kanel; S. V. Razorenov; A. A. Bogatch; A. V. Utkin; V. E. Fortov; D. E. Grady. Spall Fracture Properties of Aluminum and Magnesium at High Temperatures. *J. Appl. Phys.*, 79(11):8310–8317, 1996.
- [148] J. R. Asay; L. M. Barker. Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity. *J. Appl. Phys.*, 45(6):2540, 1974.
- [149] M. W. Guinan; D. J. Steinberg. Pressure and temperature derivatives of the isotropic polycrystalline shear modulus for 65 elements. *J. Phys. Chem. Solids*, 35:1501–1512, 1974.
- [150] C. J. Maiden; S. J. Green. *J. Appl. Mech.*, 33:496–504, 1966.
- [151] L. W. Meyer. *Strength and ductility of a titanium alloy TiAl6V4 in tensile and compressive loading under low, medium and high rates of strain*. Titanium Science and Technology. Eds. Lütjerig, G., Zwicker, U., Bunk, W., DGM e.V., 1984. 1851–1858.
- [152] J. Harding. The temperature and strain rate sensitivity of α -titanium. *Archives of Mechanics*, 27:715–732, 1975.
- [153] W. A. Spitzig; R. J. Sober; O. Richmond. Pressure dependence of yielding and associated volume expansion in tempered martensite. *Acta Metallurgica*, 23:885–893, 1975.
- [154] G. E. Dieter. *Mechanical Behavior under Tensile and Compressive Loads*. ASM Handbook, Mechanical Testing and Evaluation. Volume 8. ASM International, Materials Park, Ohio, 2000. 99–108.
- [155] A. M. Lennon. *Rate-Dependent Thermomechanical Behavior and Shear Localization in a BCC Metal*. PhD thesis, The Johns Hopkinson University, Baltimore, USA, 1998.
- [156] L. W. Meyer; L. Krüger. *Adiabatisches Scherversagen in der Hochgeschwindigkeitsverformung - Untersuchungen zum Festigkeits-, Verformungs- und Versagensverhalten*. Abschlußbericht TUC-UB 04/00 zum Vertrag BWB E/T31A/V0040/T5497. TU Chemnitz, 2000.
- [157] L. Krüger; L. W. Meyer; S. V. Razorenov; G. I. Kanel. Investigation of dynamic flow and strength properties of Ti-6-22-22S at normal and elevated temperatures. *J. Impact Engng*, 2001. demnächst.
- [158] H. Kolsky. *Stress Waves in Solids*. Dover Publications, New York, 1963.
- [159] Th. Nicholas; A. M. Rajendran. *Material Characterization at High Strain Rates*. High Velocity Impact Dynamics. J. A. Zukas, John Wiley and Sons, 1990. 127–296.
- [160] P. L. Hereil. *On the strain rate dependence of yield stresses of copper at high strain rates*. Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials, Vol. 1. Eds. Chiem, C. Y.; Kunze, H.-D.; Meyer, L. W., DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 1988. 385–392.
- [161] R. Fowles; R. F. Williams. Plane Stress Wave Propagation in Solids. *Journal of Applied Physics*, 41(1):360–363, 1970.

- [162] A. G. Ivanov S. A. Novikov, Divnov. The study of fracture of steel, aluminum and copper under explosive loading. *Phys. of Metals and Metallography (USSR)*, 21(4).
- [163] G. V. Stepanov. Spall fracture of metals by elastic-plastic loading waves. *Problems of Strength (USSR)*, Vol. 8, 1976. 66-70.
- [164] G. I. Kanel. Dynamic strength of materials. *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 22(11):1011–1019, 1999.
- [165] A. A. Bogach; G. I. Kanel; S. V. Razorenov; A. V. Utkin; S. G. Protasova; V. G. Sursaeva. Resistance of zinc crystals to shock deformation and fracture at elevated temperatures. *Physics of the Solid State*, 40(10):1676–1680, 1998.
- [166] A. K. Zurek. *Dynamic ductile evolution and tensile fracture: new experimental insights for models evaluation*. Eds. K. P. Staudhammer; L. E. Murr; M. A. Meyers, Elsevier, Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena. 2001. 125-134.
- [167] J. N. Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *J. Appl. Phys.*, 52(4):2812–2825, 1981.
- [168] P. L. Hereil. *Elastic-plastic behaviour of iron at high strain rates and elevated temperatures*. *J. de Physique*, 1988. C3-77-83.
- [169] G. T. (Rusty) Gray III. *Classic Split-Hopkinson Pressure Bar Testing*. Mechanical Testing and Evaluation. ASM International, Materials Park, Ohio, 2000. 462-476.
- [170] H. Couque; J. D. Walker. On the use of the compression split Hopkinson pressure bar to high strain rates. *J. de Physique IV, Colloque C8*, 4:22–28, 1994.
- [171] K. Sakino. Transition in rate controlling mechanism of FCC metals at very high strain rates and high temperatures. *J. de Physique, Colloque Pr9*, 10:57–62, 2000.
- [172] L. W. Meyer. *Dynamic Behaviour of Thermomechanically Treated Ultra High Strength Steel Under Tensile and Compressive Loading*. High Energy Rate Fabrication. ASME, 1984. 245-252.
- [173] G. T. Gray III. *Shock Experiments in Metals and Ceramics*. Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials. Eds. Meyers, M. A.; Murr, L. E.; Staudhammer, K. P., Marcel Dekker, 1992. 899-911.
- [174] W. Blum; H. Mughrabi; B. Reppich. *Nichteisenmetalle*. Umformtechnik, Plastomechanik und Werkstoffkunde. Verlag Stahleisen, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1993. 353-440.
- [175] O. Vöhringer. *Deformation Behaviour of Metallic Materials*. Material Behaviour at High Strain Rates. Int. Summer School on Dynamic Behaviour of Materials for European Engineers and Scientists, Nantes, Vol. 1. 1989.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Lehrstuhl Werkstoffe des Maschinenbaus der TU Chemnitz und bei der Firma Nordmetall Research and Consulting GbR in den Jahren 1993 bis 2001.

Für die Stellung des interessanten Themas sowie die ausgezeichnete Unterstützung und stete Diskussionsbereitschaft gilt mein besonderer Dank meinem Betreuer Herrn Prof. Dr.-Ing. L. W. Meyer.

Frau Dr.-Ing. I. Schneider, Herrn Dipl.-Ing. Sh. Abdel-Malek, Herrn Dipl.-Ing. Th. Halle und dem unvergessenen Dr.-Ing. K. Seifert gebührt mein tiefer Dank für die erwiesene Hilfsbereitschaft und manch aufmunterndes Wort zur rechten Zeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen anderen Mitarbeitern des Lehrstuhles Werkstoffe des Maschinenbaus der TU Chemnitz und der Metallografie. Für die sorgfältige Vorbereitung des umfangreichen Probenmaterials möchte ich besonders Frau B. Kavalir und Frau E.-K. Fehr danken.

Den Herren Prof. Dr.-Ing. R. Kawalla und Dr.-Ing. J. Kumpfert gilt mein Dank für die Übernahme der Korreferate.

Dem BWB und WIWEB gilt der besondere Dank für die langjährige finanzielle Unterstützung und das gezeigte Interesse beim Fortgang werkstofftechnischer Forschungsvorhaben. Für die am WIWEB, Erding durchgeführten FE-Rechnungen und deren Diskussion danke ich recht herzlich Herrn Dipl.-Phys. F. Hofmann.

Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und die Durchführung der Stoßwellenexperimente gilt mein Dank Prof. G. I. Kanel und Dr. S. V. Razorenov vom High Energy Density Research Center in Moskau.

Lebenslauf

Name, Vorname:	Krüger, Lutz
Geburtsort und Datum:	Freiberg, 27.05.1968
Eltern:	Gottfried Krüger und Anneliese Krüger, geb. Uhlmann
Nationalität:	deutsch
Familienstand:	ledig
<u>Ausbildung:</u>	
1974 - 1984	Zehnklassige allgemeinbildende Oberschule in Freiberg
1984 - 1986	Erweiterte Oberschule "Geschwister Scholl" in Freiberg
Juli 1986:	Abitur
November 1986 - April 1988	Grundwehrdienst
Mai 1988 - Juli 1988	Kristallbearbeiter im VEB Spurenmetalle Freiberg
September 1988 - März 1993	Studium der Fachrichtung Werkstofftechnik an der TU Karl-Marx-Stadt / Chemnitz, Abschluß als Diplomingenieur
<u>Wissenschaftlicher Werdegang:</u>	
Mai 1993 - April 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Werkstoffe des Maschinenbaus der TU Chemnitz
Mai 1998 - März 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Projektmanager bei der Firma Nordmetall Research and Consulting GbR, Sitz Eibenberg und Chemnitz
seit April 2001	Forschungsaufenthalt am Department of Mechanical and Aerospace Engineering der University of California, San Diego, USA